THESE PRÉSENTÉE

POUR L'OBTENTION

DU

DIPLOME DE DOCTEUR DE 3E CYCLE

À

L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

- PARIS 6 -

spécialité : Physique

mention : Physique des Gaz et des Plasmas

par Madame MARGOT épouse CHAKER

sujet de la thèse : Cinétique d'un plasma créé par un faisceau de protons accélérés dans un mélange Néon-Azote

soutenue le 22 Juin 1981

devant la Commission composée de :

M. C. RIOUX — Président

M. W.P. ALLIS — Examinateur

M. J.L. DELCROIX

M. P. JAEGLE

Mme A.M. POINTU

THESE PRÉSENTÉE

POUR L'OBTENTION

DU

DIPLOME DE DOCTEUR DE 3E CYCLE

À

L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

- PARIS 6 -

spécialité : Physique

mention : Physique des Gaz et des Plasmas

par Madame MARGOT épouse CHAKER

sujet de la thèse : Cinétique d'un plasma créé par un faisceau de protons accélérés dans un mélange Néon-Azote

soutenue le 22 Juin 1981 devant la Commission composée de :

M. C. RIOUX	Président
M. W.P. ALLIS	Examinateur
M. J.L. DELCROIX	"
M. P. JAEGLE	"
Mme A.M. POINTU	"

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je remercie Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX de m'avoir accueilli dans son laboratoire et d'avoir accepté de juger ce travail.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur le Professeur M. FITAIRE qui m'a permis d'accomplir, dans son équipe, ce travail dans d'excellentes conditions.

J'exprime ma profonde gratitude à Madame A.M. POINTU qui a guidé ce travail et m'a prodigué avec beaucoup de disponibilité et de gentillesse aide et conseils tout au long de ces deux années.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur W.P. ALLIS pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je tiens également à remercier Messieurs P. JAEGLE et C. RIOUX qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail.

J'exprime tous mes remerciements à Mademoiselle VIALLE qui, par sa grande compétence et son soutien amical m'a permis de réaliser ce travail dans les conditions les plus favorables.

Je remercie également Monsieur E. LEDUC dont la collaboration technique a été très précieuse, ainsi que le personnel de l'Accélérateur Van de Graaf de l'E.T.C.A. qui a permis la réalisation de ce travail.

Il me reste à remercier les membres du personnel administratif qui ont fait preuve à mon égard de beaucoup de gentillesse et enfin tous ceux qui m'ont témoigné leur amitié.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547316_0011

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - PROPRIETES D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE ET METHODE DE CALCUL DE SA FONCTION DE DISTRIBUTION..... 3

1. DESCRIPTION MACROSCOPIQUE D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE..... 3

2. FREQUENCES CARACTERISTIQUES DU PLASMA..... 6

3. RAPPEL DU PRINCIPE DU CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION..... 8

3.1. Equation d'évolution de f : Equation de flux.. 8
3.2. Expression du flux G(W)..... 10
3.3. Expression du taux de création et de pertes d'électrons..... 13
3.4. Formes simplifiées de l'équation de flux..... 13

4. DISCUSSION DES HYPOTHESES DU CALCUL DANS LE CAS D'UN PLASMA DE NEON CREE PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MeV..... 14

4.1. Hypothèse sur le recombinaison..... 15
4.2. Etude des mécanismes de l'ionisation..... 15
4.3. Discussion de l'hypothèse sur le terme source. 17
4.4. Conclusion..... 18

CHAPITRE II - MODIFICATIONS LIEES A LA PRESENCE D'AZOTE DANS LE NEON 19

1. EXISTENCE D'IONS D'AZOTE DANS LE PLASMA 19

1.1. Transfert d'ionisation du néon sur les impuretés d'azote..... 19
1.2. Recombinaison des ions N_2^+..... 21
1.3. Création d'ions N_4^+..... 22
1.4. Recombinaison des ions N_4^+..... 23

2. INFLUENCE DES IMPURETES D'AZOTE SUR LE PLASMA..... 24

2.1. Rôle des impuretés d'azote sur les paramètres du plasma..... 24
2.2. Rôle des impuretés d'azote dans la cinétique du plasma..... 26

CHAPITRE III - CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DANS UN MÉLANGE NEON-AZOTE 28

1. DETAIL DU CALCUL DE f..... 29

1.1. Prise en compte des impuretés dans le calcul.. 29
1.2. Résolution analytique..... 31
1.3. Résolution numérique..... 32
1.4. Détermination des grandeurs physiques..... 33

2. RESULTATS..... 35

2.1. Allure générale des distributions..... 35
2.2. Influence des impuretés d'azote sur la fonction de distribution..... 36
2.3. Influence du coefficient de recombinaison de N_2^+..... 36
2.4. Rôle des paramètres pression et courant..... 37
2.5. Grandeurs macroscopiques..... 37

3. DISCUSSION DES RESULTATS..... 38

3.1. Rôle des collisions coulombiennes..... 39
3.2. Comparaison des termes de flux..... 40
3.2.1. Terme G_{eN}..... 40
3.2.2. Terme G_{ee}..... 41

3.3. Accélérations moyennes..... 44
3.4. Signification physique des résultats..... 45
3.4.1. Influence des paramètres expérimentaux. 45
3.4.2. Influence de l'ion dominant..... 46
. Passage de l'ion N_2^+ à l'ion N_4^+..... 46
. Passage de l'ion Ne_2^+ à l'ion N_2^+..... 47
. Durée de vie moyenne des électrons... 48
. Lois de variation de n_e et ν_{eff}..... 49
. Conclusion..... 49

CHAPITRE IV - VERIFICATION EXPERIMENTALE..... 51

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL..... 52
1.1. Création du plasma..... 52
1.2. Montage de l'expérience côté-cible..... 52
1.3. Diagnostics hyperfréquences..... 53
1.3.1. Principe..... 53
1.3.2. Automatisation de la mesure..... 54
2. METHODE DE DEPOUILLEMENT..... 56
3. RESULTATS..... 59

CONCLUSION..... 61

APPENDICES..... 64

1. CALCUL DE LA "LONGUEUR DE DIFFUSION" DES ELECTRONS PENDANT LEUR DUREE DE VIE MOYENNE..... 65
2. COLLISIONS SUPERELASTIQUES..... 67
3. DISTRIBUTION EN ENERGIE DES ELECTRONS PRIMAIRES CREES PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MeV DANS DU NEON..... 70

4. SOLUTIONS ANALYTIQUES DE L'EQUATION DE FLUX..... 74

5. ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE..... 79

BIBLIOGRAPHIE..... 83

INTRODUCTION

Le pompage de lasers à gaz par des rayonnements nucléaires ouvre la perspective de réaliser des lasers de grande puissance. A un certain nombre d'études de caractère empirique, il est clair que doivent s'ajouter des travaux de nature fondamentale destinés à comprendre les mécanismes mis en jeu et à améliorer les rendements jusqu'ici très faibles.

L'environnement hostile d'un réacteur étant peu adapté à l'expérimentation, il est naturel de penser à reproduire, dans les conditions les plus favorables, la source d'ionisation et d'excitation que constituent les rayonnements nucléaires. Il a été montré[1][2] que ce type de plasma est bien simulé par celui induit par un faisceau d'ions accélérés. En l'occurence, ces ions sont, dans l'expérience actuellement poursuivie par l'équipe "plasmas d'origine nucléaire" d'Orsay, des protons de 2 MeV issus d'un accélérateur Van de Graaf présentant une relative souplesse de fonctionnement.

Parmi les caractéristiques du plasma, une des plus intéressantes à connaître est la fonction de distribution, puisqu'elle permet l'accès aux paramètres tels que la température, les différentes fréquences de collision et la densité électronique. Dans cette optique, un modèle cinétique simple a été précédemment élaboré[3] permettant de calculer la fonction de distribution dans sa partie à basse et moyenne énergie. Ce modèle constitue une voie moyenne parmi tous les modèles déjà appliqués à ce type de plasma. Les uns, très élaborés[4][5], prennent en compte, de manière exhaustive, toutes les réactions inélastiques mais ignorent, en revanche, les collisions coulombiennes qui peuvent être importantes ; ils impliquent, par ailleurs, des calculs longs, soumis aux incertitudes de certaines sections efficaces et particularisés par le choix d'un terme source. D'autres modèles[6], volontairement simplistes, permettent de déterminer les caractéristiques

macroscopiques des électrons, mais de manière non auto-consistante, en postulant, a priori, que la distribution est maxwellienne à basse énergie. Or, en se limitant à des énergies inférieures à quelques eV, il est possible de développer un calcul auto-consistant, prenant en compte l'ensemble des collisions élastiques, collisions coulombiennes incluses, calcul qui reste néanmoins simple, puisque, hormis la recombinaison, tous les processus inélastiques en sont exclus.

Le travail que nous allons présenter a pour objet la confrontation de ce modèle aux mesures effectuées. Pour ce faire, il a tout d'abord été nécessaire d'adapter le calcul au plasma expérimental, en prenant en compte les impuretés d'azote contenues dans le gaz cible, en l'occurence le néon. Il a en effet été observé une évolution temporelle du plasma qui a été attribuée à la présence d'azote.

La mesure de la fonction de distribution étant délicate dans les conditions de pression auxquelles nous travaillons, les résultats ont été ensuite testés sur des grandeurs macroscopiques. Notre choix s'est porté sur la densité électronique n_e et la fréquence de collision effective ν_{eff}, toutes deux aisément mesurables à l'aide d'une technique de cavité hyperfréquence.

La confrontation théorie-expérience sera présentée sous la forme des courbes d'évolution de n_e et ν_{eff} avec la pression et le courant de faisceau. Comme nous le verrons, le bon accord des résultats constitue une présomption favorable de la validité des hypothèses simplificatrices mises en jeu dans le calcul de f.

o o
o

CHAPITRE 1

PROPRIETES D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE ET METHODE DE CALCUL DE SA FONCTION DE DISTRIBUTION

Les études précédemment menées[1][2] ont permis de dégager un certain nombre de propriétés d'un plasma de néon créé par un faisceau d'ions accélérés. Dans les conditions qui sont celles de notre expérience, nous rappellerons de manière qualitative les processus intervenant dans l'équilibre du plasma, afin de prévoir un certain nombre des grandeurs macroscopiques et des fréquences caractéristiques du plasma.

Ceci nous permettra par la suite de justifier les hypothèses préalables au calcul microscopique, calcul dont nous rappellerons le principe[3].

1. DESCRIPTION MACROSCOPIQUE D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE

[1][2] Une étude d'un plasma de néon créé par un faisceau d'ions a permis de déterminer l'ordre de grandeur des paramètres du plasma. Cette expérience, réalisée avec l'accélérateur Van de Graaf "L'empereur" d'Orsay, utilisait un faisceau d'ions C^{5+} de 50 MeV bombardant le gaz cible dont la pression variait entre quelques dizaines et quelques centaines de torrs. Actuellement, l'expérience est poursuivie sur l'accélérateur Van de Graaf de l'ETCA à Montrouge qui fournit un faisceau de protons de 2 MeV. Les résultats obtenus à pression de gaz et courant de faisceau identiques sont comparables. En effet, le pouvoir d'ionisation est proportionnel à la perte d'énergie des ions par unité de longueur, qui s'exprime de la façon suivante[7]

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} Nz \, Log\left\{\frac{2m_e v^2}{I}\right\} \qquad (1.1.1)$$

Lorsqu'on modifie la nature des particules incidentes, seuls Z et v qui représentent respectivement le numéro atomique et la vitesse de l'ion sont changés dans l'expression (1.1.1). Le rapport des pouvoirs d'ionisation obtenus pour des ions C^{5+} de 50 MeV et des protons de 2 MeV est de l'ordre de 20. De ce fait, les processus d'ionisation sont, pour ces particules incidentes, de même nature.

A partir de simples considérations macroscopiques, il a été montré que dans la gamme de pressions utilisées, les phénomènes de diffusion étaient négligeables devant les pertes par recombinaison en volume. Ceci est illustré, dans l'appendice 1, par le calcul de la longueur sur laquelle diffusent les électrons pendant le temps moyen de recombinaison. On montre en effet que cette longueur est inférieure au mm et qu'elle est donc négligeable devant le rayon du faisceau qui est d'ordre du demi-centimètre. Dans la mesure où le diamètre du faisceau est inférieur au diamètre de l'enceinte contenant le plasma, ceci justifie a posteriori que l'on ait négligé les recombinaisons en surface devant les recombinaisons en volume. Ces considérations nous permettront par la suite d'utiliser un profil radial de densité électronique constant (cf. Chapitre IV).

D.Auphelle[1] a montré par un calcul simple, basé sur l'étude des équations d'équilibre macroscopique des espèces chargées du plasma (ions et électrons) que les ions Ne^+ résultant des phénomènes d'ionisation forment à haute pression des ions moléculaires Ne_2^+ qui deviennent les ions prépondérants au-dessus d'une pression critique. La valeur de cette pression, de l'ordre de la trentaine de torrs, varie suivant le courant de faisceau utilisé et est d'autant plus élevée que le faisceau est intense. Nous avons, à titre d'exemple, représenté sur la figure (1.1), l'évolution des populations Ne^+, Ne_2^+ et de la densité électronique avec la pression. Ces populations ont été calculées pour le faisceau de "l'Empereur" avec un courant de 500 nA.

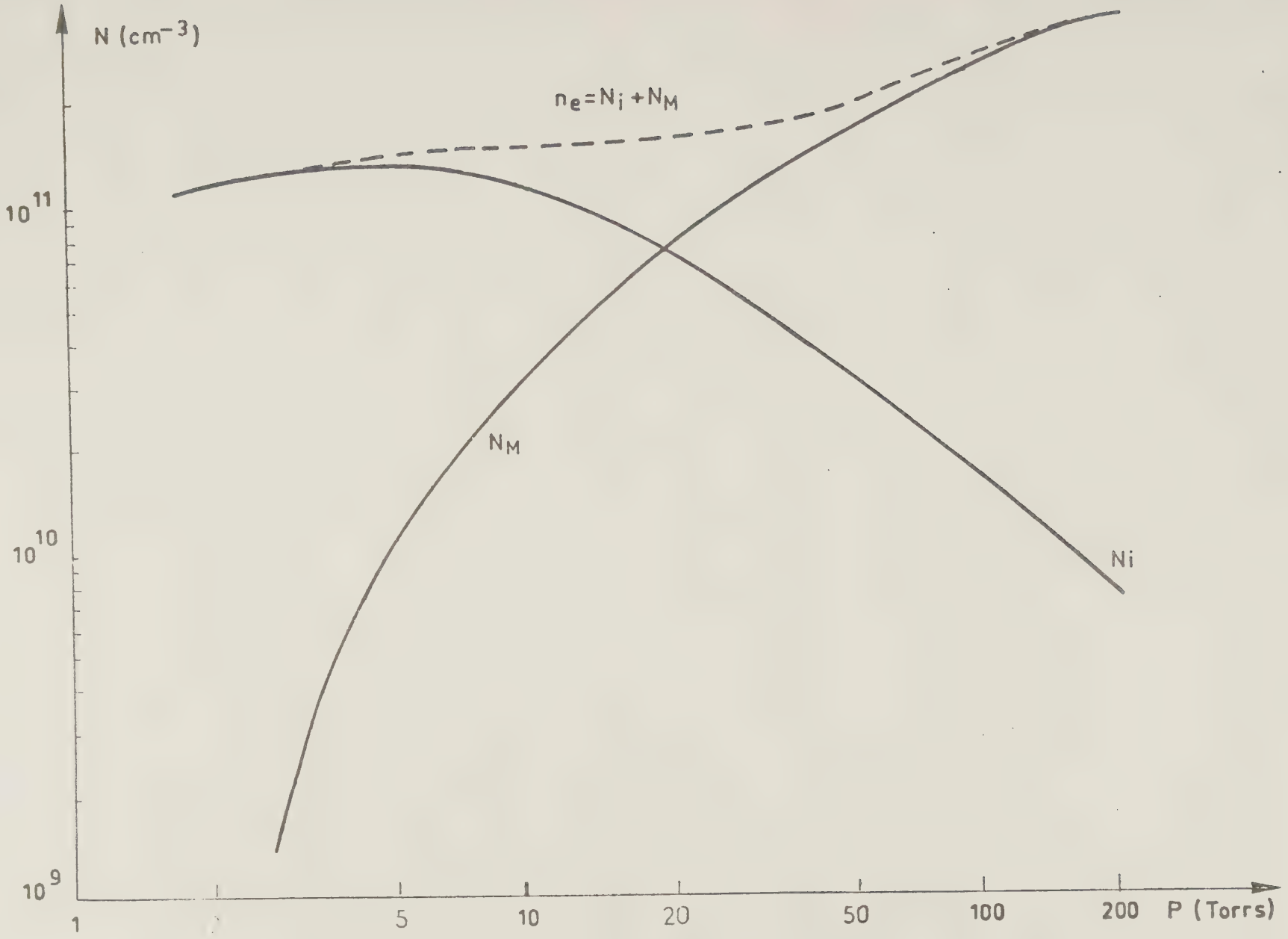


Figure (1.1) . Variation de la densité d'ions moléculaires et atomiques en fonction de la pression (d'après la référence [1]).

En première approximation, le plasma résulte donc de l'équilibre entre la source d'ionisation (nous en expliciterons plus loin la signification exacte) et les recombinaisons. Macroscopiquement, cet équilibre peut être décrit par la loi de conservation des particules.

$$S = \alpha n_e^2 \qquad (1.1.2)$$

où S représente le taux d'électrons injectés par les collisions ionisantes et αn_e^2 le taux de pertes par recombinaison, α étant le coefficient de recombinaison. Dans le cas des ions Ne_2^+, α est relatif à un processus de recombinaison dissociative et vaut [8]

$$\alpha = 1{,}8.10^{-13}\ m^3 s^{-1} \qquad (1.1.3)$$

En utilisant le même terme source qu'à la référence [1]*, on obtient alors, pour la densité électronique

$$n_e \simeq 10^{11}\ (PI)^{0,5}\ cm^{-3}$$

P étant exprimé en torrs et I en µA. Cette densité correspond à un degré d'ionisation n_e/N de l'ordre de 10^{-7}-10^{-8} pour les conditions de l'expérience.

De fait, les valeurs mesurées à la référence [1] avec une méthode de cavité résonnante se sont révélées être en bon accord avec ce calcul. Cependant, la loi de variation expérimentale de n_e avec le courant est de la forme $I^{0.63}$.

Enfin, la fréquence de collision effective, obtenue par la même méthode, est bien représentée par une loi de la forme

---

* Ce terme source s'exprime en unités MKS

$$S \simeq 10^3\ NI$$

N étant la densité de neutres et I le courant du faisceau.

$\nu_{eff} = 0{,}5.10^{8}\ P\ (s^{-1})$ où P est exprimé en torrs

Dans la mesure où le plasma n'est pas maxwellien (comme nous le verrons au chapitre III), l'interprétation de cette loi implique la connaissance précise de la fonction de distribution. Néanmoins, si l'on se contente, à titre indicatif, d'un ordre de grandeur de l'énergie moyenne, celui-ci correspond à une température équivalente de l'ordre de 0,1 eV pour une pression d'une centaine de torrs.

Le plasma est donc caractérisé par une très faible énergie électronique, ce qui résulte tout à la fois de l'absence de champ électrique et de l'importance des chocs sur les neutres. Le plasma s'apparente ainsi à celui d'une post-décharge, à cette différence près qu'il est ici produit de façon stationnaire, puisque le faisceau est continu.

2. FREQUENCES CARACTERISTIQUES DU PLASMA

La comparaison des fréquences caractéristiques du plasma permet d'évaluer l'importance d'un certain nombre de processus dans sa mise en équilibre. A partir des résultats exposés au paragraphe précédent, nous avons calculé quelques unes de ces fréquences dont les ordres de grandeur sont reportés dans le tableau ci-après.

Les valeurs données pour la fréquence de collision électron-neutre ν_{eN} sont en fait celles de ν_{eff}. Il est cependant bien connu que pour une variation de la fréquence de collision microscopique en w^{ℓ}, ces deux fréquences ne diffèrent que par un facteur $1 + \frac{\ell}{3}$[10].

A partir des résultats obtenus, plusieurs remarques s'imposent :

$\frac{m}{M}\nu_{eN}$	ν_{ee}	ν_{eN}	$1/\tau$	ν_{eM}
3.10^4-3.10^5	10^8	10^9-10^{10}	2.10^4	10^3
M = masse des neutres		m = masse de l'électron		
$\frac{M}{m}\frac{1}{\nu_{eN}} = t_{th}$ temps de thermalisation	fréquence de collision électron-électron [9]	fréquence de collision électron-neutre	τ = durée de vie moyenne d'un électron	fréquence de collision électron-métastable

- La fréquence de collision électron-métastable est faible devant les autres fréquences caractéristiques (on trouvera le calcul de cette fréquence dans l'appendice 2). Rappelons que les collisions électron-métastable (collisions superélastiques) conduisent à une désexcitation du métastable. L'énergie ainsi libérée est transmise à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Dans le cas du néon, les métastables ont une énergie voisine de 16 eV. S'ils sont suffisamment nombreux, ils peuvent donc contribuer à un accroissement sensible de l'énergie moyenne de la distribution par apport en électrons chauds. Cependant, du fait que $\nu_{eM} << 1/\tau$, la probabilité des collisions superélastiques pendant la durée de vie moyenne des électrons est quasiment nulle. Nous vérifierons d'ailleurs a posteriori que la prise en compte de ces collisions n'a pas d'incidence dans le calcul microscopique.

- Le temps de thermalisation t_{th} est très inférieur à la durée de vie moyenne des électrons donnée par l'expression

$$\tau = 1/\alpha n_e \qquad (1.2.1)$$

où α est le coefficient de recombinaison.
De ce fait, les électrons ont le temps de se thermaliser avant de disparaitre. Ceci explique que la température électronique soit faible.

- Enfin, on constate que

$$\frac{m}{M} \nu_{eN} << \nu_{ee} << \nu_{eN} \qquad (1.2.2)$$

Ainsi, malgré son très faible taux d'ionisation, le plasma, comme l'indique l'inégalité (1.2.2) appartient à la catégorie des plasmas intermédiaires et, en conséquence, les collisions coulombiennes doivent y jouer un rôle non négligeable.

Puisque nous allons nous intéresser, à présent, à la description microscopique du plasma, il est clair que devront être prises en compte dans cette description les collisions élastiques électron-neutre, les collisions coulombiennes et les pertes par recombinaison.

3. RAPPEL DU PRINCIPE DU CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION

Nous allons rappeler comment, moyennant un certain nombre d'hypothèses qui seront justifiées au paragraphe suivant, la fonction de distribution d'un plasma d'origine nucléaire peut être déterminée dans sa partie à basse et moyenne énergie[3], au-dessous d'un seuil que nous préciserons plus loin.

3.1. EQUATION D'EVOLUTION DE f : EQUATION DE FLUX

En l'absence de champ électrique et de terme de diffusion, l'équation de Boltzmann prend la forme

$$\frac{df}{dt} = C(w) \qquad (1.3.1)$$

où le terme C(w) représente l'influence, pour le moment non explicite, de l'ensemble des collisions.

Le terme C(w) peut toujours être écrit sous la forme de la divergence d'un flux dans l'espace des vitesses.

$$C(w) = \vec{\nabla}_w . \vec{F} \qquad (1.3.2)$$

Si l'on compare les équations (1.3.1) et (1.3.2), on voit que le flux $\vec{F}$ a la dimension du produit $f<\Delta\vec{w}>/\Delta t$ où $<\Delta\vec{w}>/\Delta t$ représente l'accélération moyenne subie par un électron au cours d'un choc. Il est d'ailleurs possible de montrer que

$$F_i = f<\Delta w_i>/\Delta t - \frac{1}{2}\sum_j \frac{\partial}{\partial w_j}(f<\Delta w_i \Delta w_j>/\Delta t) \qquad (1.3.3)$$

où i et j sont les indices de coordonnées.

L'expression (1.3.3) s'écrit formellement sous forme vectorielle

$$\vec{F} = f<\vec{\gamma}> - \frac{1}{2}\vec{\nabla}_w . (\vec{\vec{\mathcal{D}}}_{ij} f) \qquad (1.3.4)$$

(où $\vec{\nabla}_w .$ est la divergence dans l'espace des vitesses)
ce qui la fait apparaître comme le flux dans l'espace des vitesses, transposé du flux dans l'espace réel

$$\Phi = n\vec{v} - \vec{\nabla}.(\vec{\vec{D}}_{ij} n) \qquad (1.3.5)$$

par les changements respectifs de n, $\vec{v}$, $\vec{\vec{D}}_{ij}$ en f, $\vec{\gamma}$, $\vec{\vec{\mathcal{D}}}_{ij}$.

Intégrée dans la sphère des vitesses de rayon w, en supposant la fonction de distribution isotrope (ceci est justifié par le fait que les collisions électron-électron sont assez nombreuses), l'équation (1.3.1) devient

$$\int_0^w 4\pi \vec{\nabla}_w . \vec{F} w^2 dw = \int_0^w 4\pi \left(\frac{df}{dt}\right)_0 w^2 dw \qquad (1.3.6)$$

Le premier membre de cette équation représente le flux d'électrons qui traversent la surface de la sphère des vitesses de rayon w sous l'effet des collisions. Conformément au formalisme développé par W.P.Allis[11], ce flux sera désigné par G(w).

Le membre de droite représente le nombre d'électrons apparaissant par unité de temps dans la sphère des vitesses, sous l'action simultanée des processus de création et de perte.

3.2. EXPRESSION DU FLUX G(w)

G(w) représente le flux d'électrons qui traversent la sphère de rayon w sous l'effet de l'accélération ou de la décélération résultant de collisions. Lorsque ce flux est négatif, une majorité d'électrons traversent la surface de la sphère dans le sens des énergies décroissantes, et inversement lorsqu'il est positif. Ceci a été schématisé sur la figure (1.2) et revient également à dire que les électrons "traversent" le niveau d'énergie $E = \frac{1}{2}mw^2$.

Ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe 2, les échanges d'énergie sont dominés par les collisions élastiques électron-neutre et électron-électron. En toute rigueur, les collisions inélastiques électron-neutre devraient être prises en compte, puisqu'à toute collision de ce type et pour une réaction d'énergie seuil V^*, tous les électrons d'énergie supérieure à $E + V^*$ "traversent" le niveau d'énergie E avec un taux égal à la fréquence de collision correspondante. Cette injection d'électrons se traduit donc aussi par un flux, bien que la valeur élevée de V^* rende souvent préférable de l'écrire sous la forme d'un terme de source s'ajoutant à celui des électrons créés par ionisation. On peut montrer néanmoins qu'elle est négligeable dans le domaine des énergies étudiées compte-tenu du faible nombre relatif des électrons susceptibles d'y contribuer et de la faible valeur des sections efficaces pour ces électrons.

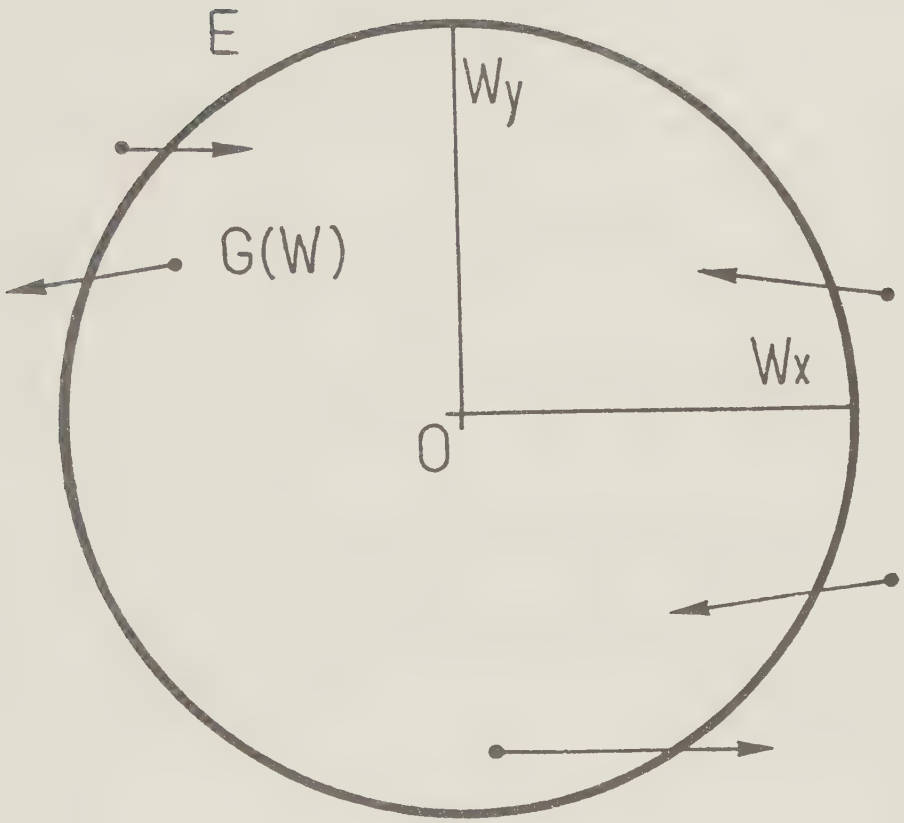


Figure (1.2)

Schématisation du flux d'électrons traversant la surface de la sphère des vitesses de rayon W (d'après la référence [12]).

Le terme G(w) se décompose donc sous la forme

$$G(w) = G_{eN}(w) + G_{ee}(w) \qquad (1.3.7)$$

où G_{eN} et G_{ee} sont respectivement relatifs aux collisions élastiques électron-neutre et électron-électron et donnés[3] par les expressions suivantes :

$$G_{eN}(w) = -4\pi \frac{m}{M} \nu_{eN} w^3 \left(f + \frac{kT_g}{mw} \frac{\partial f}{\partial w} \right) \qquad (1.3.8)$$

$$G_{ee}(w) = -4\pi \left(\frac{e^2}{m\varepsilon_o} \right)^2 \text{Log}\, \Lambda \left\{ f \int_o^w f w^2 dw + \frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial w} \left(\frac{1}{w} \int_o^w f w^4 dw + w^2 \int_w^\infty w f dw \right) \right\} \qquad (1.3.9)$$

où m et M représentent respectivement les masses de l'électron et des neutres, T_g la température du gaz, ν_{eN} la fréquence de collision microscopique électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement, e la charge de l'électron, ε_o la permittivité du vide et enfin Log Λ le logarithme coulombien défini par :

$$\Lambda = 1{,}03.10^{13} \, (kT_e/e)^{3/2} / n_e^{1/2} \qquad (1.3.10)$$

en unités M.K.S, T_e étant la température électronique.

A partir de la relation (1.3.9), on voit que, si l'on pose

$$I(w) = \int_o^w w^2 f dw$$

$G_{ee}(w)$ s'écrit encore :

$$G_{ee}(w) = -4\pi \left(\frac{e^2}{m\varepsilon_o} \right)^2 \text{Log}\, \Lambda \; I(w) \left\{ f + \frac{kT(w)}{mw} \frac{\partial f}{\partial w} \right\} \qquad (1.3.11)$$

avec $$T(w) = \frac{m}{3k}\left\{\int_0^w fw^4 dw + w^3 \int_w^\infty fwdw\right\}/I(w) \qquad (1.3.12)$$

Les flux G_{ee} et G_{eN} apparaissent ainsi sous des formes analogues. On remarque cependant que dans le terme G_{eN} de Chapman et Cowling, T_g a le sens habituel d'une température puisque les neutres sont en équilibre maxwellien. En revanche, dans l'expression de G_{ee}, T est une fonction inconnue de w, dépendant de la fonction de distribution électronique. Le flux G_{ee} est donc non linéaire par rapport à f.

La fonction T(w) est décomposable sous la forme $T(w) = T_1(w) + T_2(w)$ avec :

$$\frac{3}{2}kT_1(w) = \frac{1}{2}m \int_0^w fw^4 dw / \int_0^w fw^2 dw \qquad (1.3.13)$$

$$\frac{3}{2}kT_2(w) = \frac{1}{2}mw^3 \int_w^\infty fwdw / \int_0^w fw^2 dw \qquad (1.3.14)$$

La forme des intégrales contenues dans ces expressions montre clairement que (1.3.13) traduit l'échange d'énergie de l'ensemble des électrons de vitesse inférieure à w entre eux et (1.3.14) l'échange d'énergie de cette population avec les électrons de vitesse supérieure à w.

Lorsque $w \to \infty$, seul le terme $\frac{3}{2}kT_1(w)$ subsiste, et l'on retrouve l'énergie moyenne $\frac{3}{2}kT_e$ de la distribution. A l'énergie nulle, c'est le second terme qui demeure et vaut alors

$$\frac{3}{2}kT_2(0) = \frac{1}{2}mn_e\langle 1/w\rangle / f(0)$$

A l'inverse du précédent, ce terme n'a pas une signification physique évidente.

3.3. EXPRESSION DU TAUX DE CREATION ET DE PERTE D'ELECTRONS

Le second membre de l'équation (1.3.6) représente le taux net de création par unité de temps d'électrons dans la sphère des vitesses de rayon w. Ce taux est donc la différence entre la source d'ionisation S(w) et le terme de pertes par recombinaison R(w). Ce dernier s'exprime par la relation

$$R(w) = n_i \int_o^w \alpha(w) f 4\pi w^2 dw \qquad (1.3.15)$$

calculable si l'on connait $\alpha(w)$ (n_i étant la densité ionique).

Le terme source s'écrit quant à lui sous la forme

$$S(w) = \int_o^w \left.\frac{df}{dt}\right|_s 4\pi w^2 dw \qquad (1.3.16)$$

et nous désignerons sa valeur asymptotique par

$$S = S(w \to \infty) \qquad (1.3.17)$$

3.4. FORMES SIMPLIFIEES DE L'EQUATION DES FLUX

Si l'on suppose que S(w) est négligeable devant R(w) au-dessous d'un seuil de vitesse w_L, que nous n'expliciterons pas pour le moment, l'équation (1.3.6) peut être décomposée sur deux domaines distincts.

$$\begin{cases} G_{ee}(w) + G_{eN}(w) = -R(w) & \text{si } w < w_L \qquad (1.3.18) \\ G_{ee}(w) + G_{eN}(w) = S(w) - R(w) & \text{si } w > w_L \qquad (1.3.19) \end{cases}$$

En particulier, lorsque $w \to \infty$, la fonction de distribution f est nulle et par suite les flux G_{ee} et G_{eN} le sont également.

L'équation (1.3.19) prend ainsi la forme

$$S - R(w \to \infty) = 0 \qquad (1.3.20)$$

Elle exprime la loi de conservation des particules et permet de calculer la densité n_i si le terme S, le coefficient de recombinaison α et la fonction de distribution sont connus.

Nous supposerons la limite w_L suffisamment grande pour que les différents moments de la fonction de distribution ($\int_o^w w^\ell f dw$) qui permettent de la normaliser aient quasiment atteint leur valeur asymptotique en ce point.

En particulier, l'intégrale relative aux recombinaisons doit avoir convergé de façon que l'expression (1.3.20) puisse s'écrire sous la forme

$$S = R(w = w_L) \qquad (1.3.21)$$

Sans entrer dans le détail du calcul de f, on voit donc que pour toute la plage des vitesses inférieures à w_L, l'équation à résoudre prend la forme simplifiée (1.3.18), la connaissance du terme source n'étant nécessaire que sous sa forme globale S, afin de normaliser la solution. Cette méthode a été appliquée à la référence [3] au cas du néon pur irradié par un faisceau de protons de 2 MeV. Nous allons en justifier la validité a posteriori dans le paragraphe qui suit.

4. DISCUSSION DES HYPOTHESES DU CALCUL DANS LE CAS D'UN PLASMA DE NEON CRÉÉ PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MeV

Nous avons vu que le modèle théorique repose donc sur deux hypothèses

$$\begin{cases} S(w) \ll R(w) \quad \text{si } w < w_L & (1.4.1) \\ R(w_L) \simeq R(w \to \infty) & (1.4.2) \end{cases}$$

Ceci suppose implicitement que les pertes aient lieu à faible énergie et les créations à haute énergie, ce que nous avons schématisé sur la figure (1.3).

4.1. HYPOTHESE SUR LA RECOMBINAISON

L'hypothèse formulée par (1.4.2) est facilement vérifiée. En effet, les coefficients de recombinaison sont toujours des fonctions décroissantes de la vitesse des électrons, de la forme

$$\alpha = \alpha_o (w/w_g)^{-\gamma}$$

où l'on a posé $w_g = \left(\frac{2kT_g}{m}\right)^{1/2}$ et où $\gamma \gtrsim 1$

Le terme de pertes converge donc rapidement et l'on pourrait facilement trouver des conditions pour lesquelles cette convergence ait lieu avant le seuil w_L où le terme source commence à prendre une valeur appréciable (ainsi que nous le verrons plus loin, ce seuil correspond à quelques eV).

4.2. ETUDE DES MECANISMES DE L'IONISATION

Pour ce qui concerne l'hypothèse (1.4.1), il nous a paru utile, avant de la discuter, de bien mettre en évidence le mécanisme de création du plasma dans les conditions de notre expérience, c'est-à-dire pour un faisceau de protons de 2 MeV irradiant le néon.

La figure (1.4) permet de suivre le ralentissement des protons au cours de leur trajectoire dans le néon en fonction du pro-

duit P.R. où P est la pression du gaz cible et R la distance parcourue, repérée par rapport au point d'arrêt. C'est la courbe de Bragg bien connue, à partir de laquelle il est aisé de déterminer la distance d'arrêt des particules, si l'on connait l'énergie initiale, distance qui fixera la longueur du plasma. Cette longueur est donc inversement proportionnelle à la pression.

Pour une énergie initiale de 2 MeV, on remarque que la perte d'énergie $\frac{1}{P}\frac{dE_p}{dx}$ évolue assez lentement pendant environ les deux tiers du parcours des protons. Sur cette distance, le taux d'ionisation, directement lié à $\frac{dE_p}{dx}$ (cf. § 1) est donc sensiblement constant et par suite, le plasma à peu près homogène. A titre d'exemple, la figure (1.4) montre que la distance d'arrêt de protons de 2 MeV dans 100 torrs de néon est de 90 cm et que le plasma correspondant est donc homogène sur environ 60 cm.

C'est dans cette partie que s'effectueront toujours les mesures. En effet, dans le dernier tiers du parcours des ions, la perte d'énergie varie de façon plus importante et de ce fait l'interprétation de mesures hyperfréquences, qui mettent en jeu quelques cm de longueur, est plus délicate.

Les électrons germes créés par le faisceau constituent une population primaire, dont l'énergie peut atteindre une valeur très élevée de l'ordre de[13]

$$T_{max} = 4\left(\frac{m_e}{m_p}\right)E_p \qquad (1.4.3)$$

où m_e, m_p, E_p désignent respectivement les masses de l'électron et du proton et l'énergie des protons. Pour E_p = 2 MeV, on calcule ainsi que T_{max} = 4,36 keV.

L'expression (1.4.3) s'écrit encore sous la forme

$$T_{max} = 4(\tfrac{1}{2}\, m_e\, v_p^2)$$

où v_p représente la vitesse du proton. Or, $E_e = \frac{1}{2}m_e v_p^2$ n'est autre

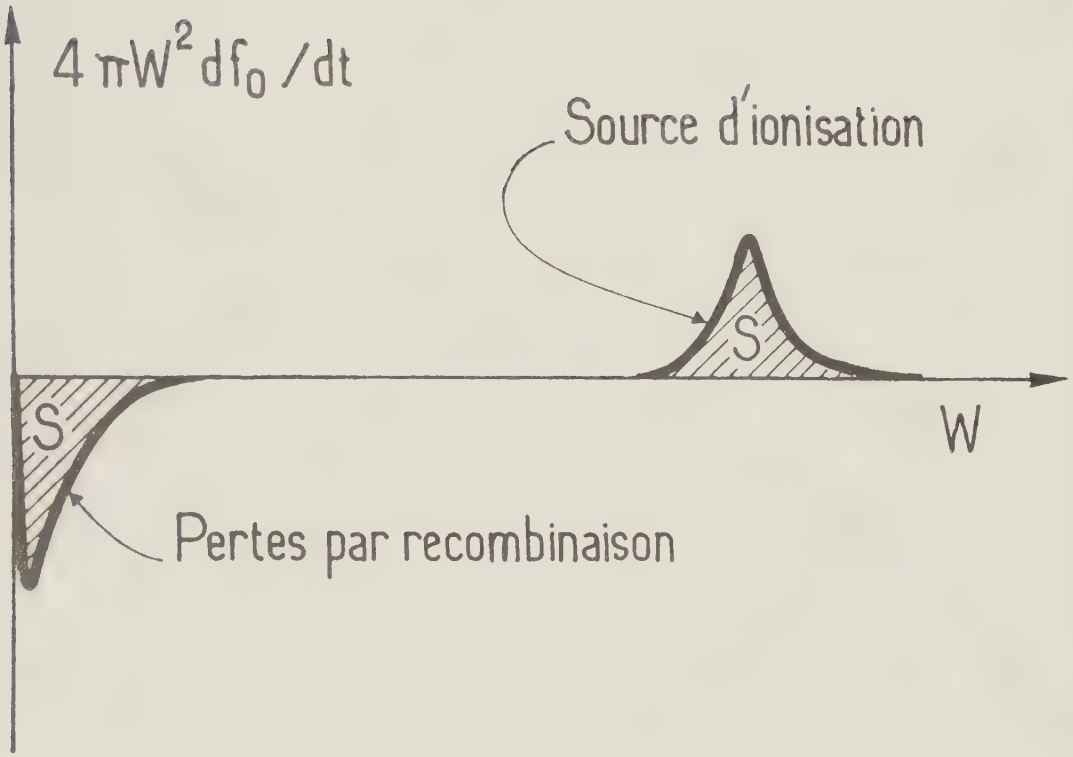


Figure (1.3)

Illustration des hypothèses préalables au calcul de f. df_0/dt représente le bilan net de la variation temporelle de la distribution résultant de la création et de la perte d'électrons de vitesse W. L'aire S correspond au nombre total d'électrons créés par seconde, équilibré par un taux égal de pertes par recombinaison.

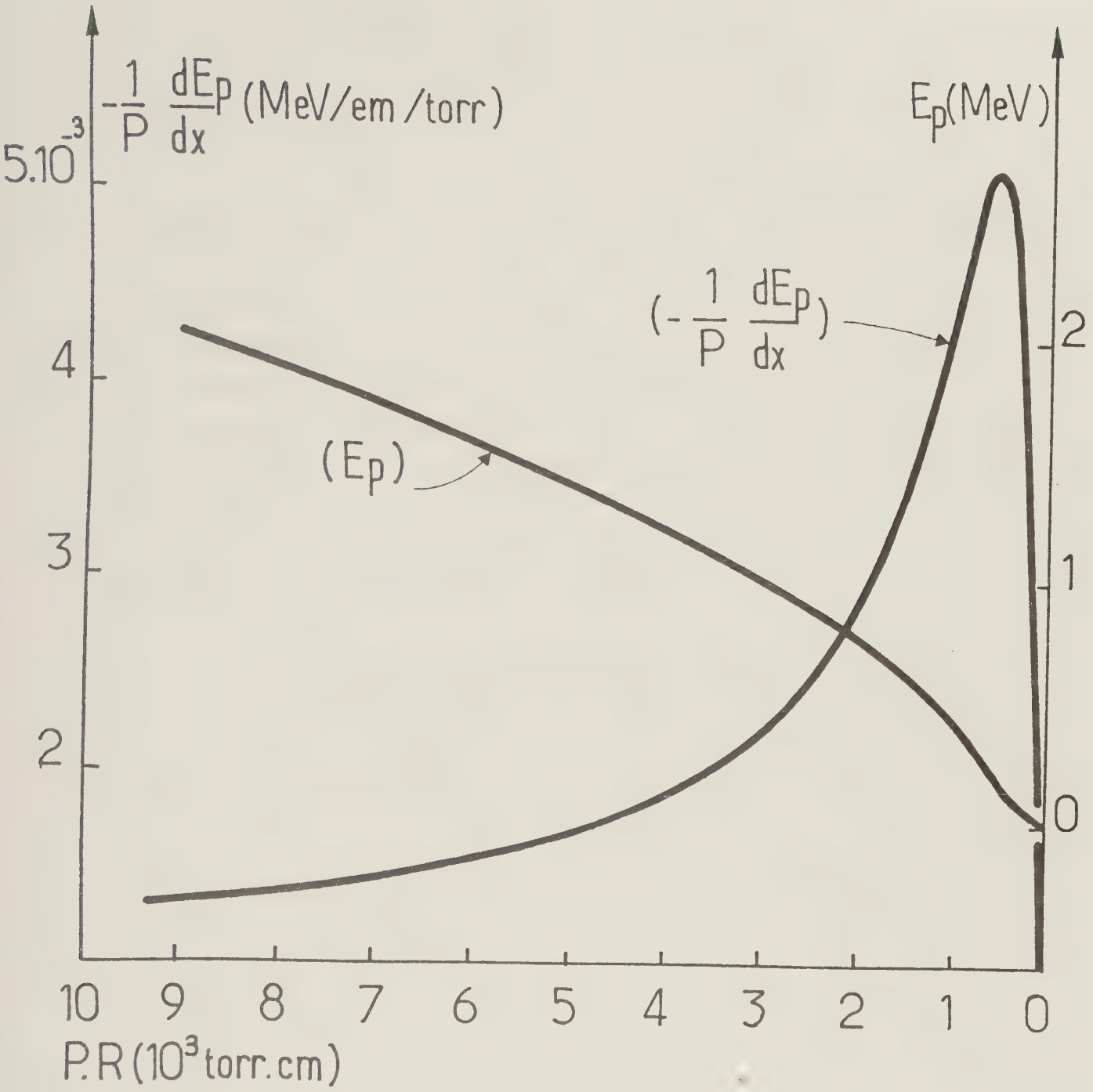


Figure (1.4)

Evolution de l'énergie des protons dans le néon le long de leur parcours R, normalisé par la pression de néon.

que l'énergie maximum ne peut concéder par ionisation l'électron d'un faisceau dont la vitesse serait celle du proton (dans l'hypothèse bien sûr où l'électron émis et l'électron incident seraient discernables à l'issue de la collision).

On voit donc que des ions peuvent créer des électrons d'énergie quatre fois plus élevée que des électrons incidents ne pourraient le faire. Bien sûr, tous les électrons créés n'ont pas cette énergie mais se répartissent selon un spectre qui peut être calculé, comme nous le verrons plus loin. Les électrons les plus énergétiques de ce spectre sont appelés rayon delta selon la terminologie de la physique nucléaire. Ils peuvent eux-mêmes contribuer à la création d'une population dite secondaire parmi laquelle les électrons d'énergie élevée participent à une ionisation tertiaire et ainsi de suite. Le plasma créé résulte donc de la superposition de ces ionisations successives.

4.3. DISCUSSION DE L'HYPOTHESE SUR LE TERME SOURCE

Si l'on connait la section efficace différentielle d'ionisation (section efficace pour la production d'un électron d'énergie comprise entre T et T + dT par une particule incidente d'énergie E), le spectre en énergie des électrons primaires peut être calculé (cf. Appendice 3). Pour les générations suivantes d'électrons, le problème devient plus complexe. En effet, les électrons primaires ne sont pas monoénergétiques et par ailleurs, il faut prendre en compte leur diffusion pour connaître le volume de création de la population secondaire. Autrement dit, la connaissance précise du spectre des électrons germes passe par l'analyse de la dégradation en énergie du faisceau d'électrons primaires jusque dans un domaine où cette dégradation met en jeu un certain nombre d'autres processus inélastiques dont la section efficace est mal connue.

Dans la mesure où l'hypothèse (1.4.1) est valable, l'intérêt de la méthode de calcul exposée au paragraphe 3 est qu'elle

permet de s'affranchir de cette analyse puisqu'il est seulement nécessaire de connaître le nombre d'électrons créés par unité de volume et de temps.

En fait, le calcul de la distribution en énergie des électrons primaires montre que la proportion d'électrons créés au-dessous de 5 eV est négligeable devant la population primaire totale (cf. figure 1.5). Puisque les ionisations suivantes se font pour l'essentiel par l'intermédiaire des électrons énergétiques, on peut raisonnablement penser que la forme du spectre en énergie totale ne sera pas très différente et, dans ces conditions, le terme S(w) pourra être négligé au-dessous de 5 eV environ. On verra que cette limite suffit à la convergence des principaux moments de la fonction de distribution. Ceci tient au fait que l'énergie moyenne des électrons est voisine de 0,1 eV et que, par suite, ses moments sont essentiellement déterminés par la partie à basse énergie de la fonction de distribution.

C'est le cas, en particulier, de la densité électronique nécessaire au calcul de f et des moments correspondant aux grandeurs macroscopiques que nous mesurerons.

4.4. CONCLUSION

La fonction de distribution est donc calculable par un modèle auto-consistant dans une plage d'énergie allant de l'origine à quelques eV. Il a déjà servi à interpréter des mesures de la température de rayonnement[14], grandeur extrèmement dépendante de la forme de la distribution. Nous verrons comment il permet de comprendre les résultats expérimentaux obtenus lorsque le gaz cible contient de faibles quantités d'azote.

o o
o

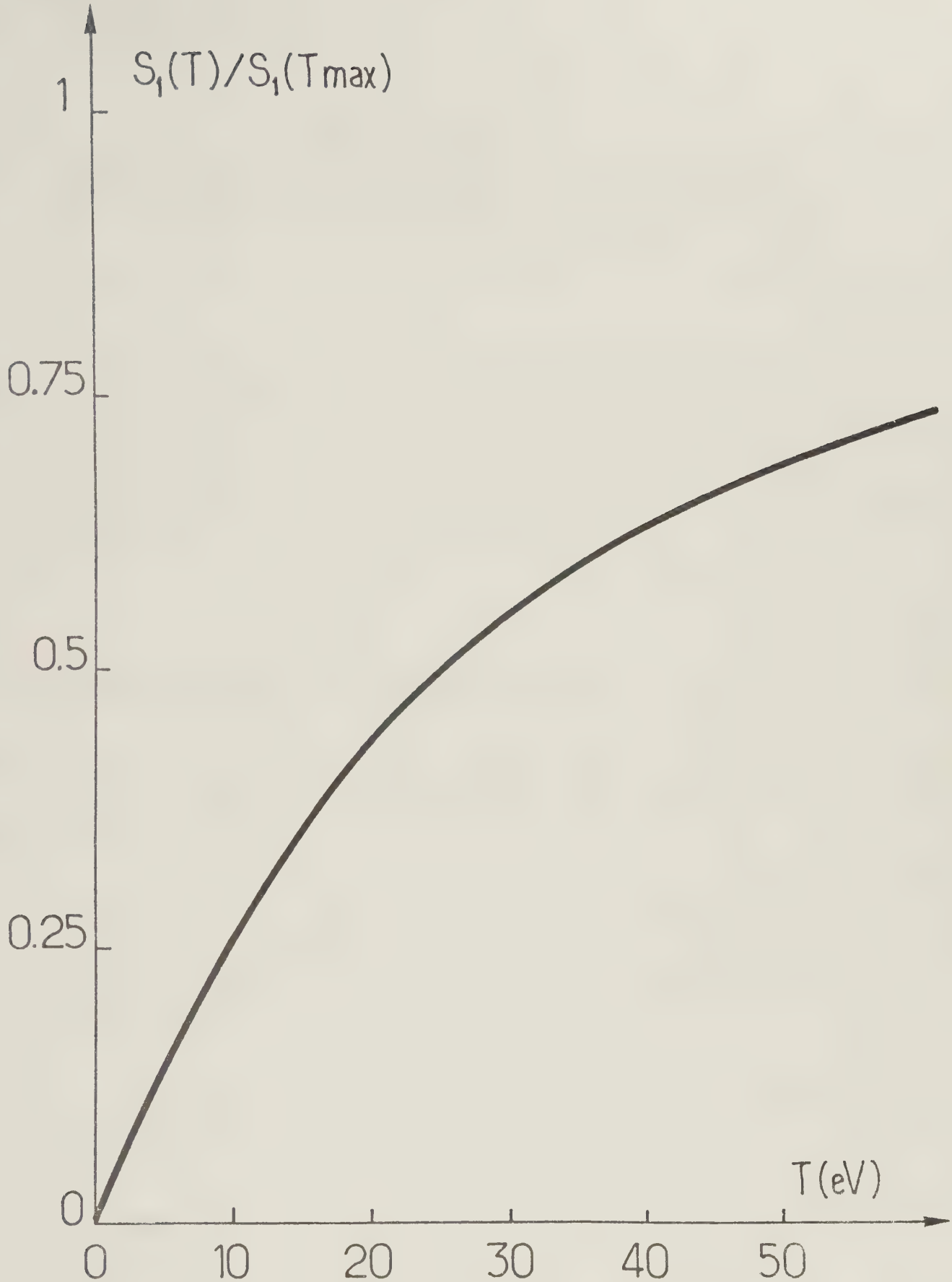


Figure (1.5)

Variation du taux d'électrons primaires $S_1(T)$ créés avec une énergie inférieure à T par un faisceau de protons de 2 MeV irradiant une cible de néon (d'après Appendice 3).

CHAPITRE II

MODIFICATIONS LIEES A LA PRESENCE D'AZOTE DANS LE NEON

Des mesures préliminaires de la densité électronique[15] ont mis en évidence une évolution de celle-ci au cours du temps, ce qui a été attribué à la présence d'impuretés d'azote. Cette observation ayant été à l'origine du travail présenté dans ce mémoire, il apparait donc important de décrire les différents processus liés aux traces d'azote dans le néon.

1. EXISTENCE D'IONS D'AZOTE DANS LE PLASMA

1.1. TRANSFERTS D'IONISATION DU NEON SUR LES IMPURETES D'AZOTE

La présence d'azote dans le gaz cible est probablement due à un dégazage des parois de l'enceinte contenant le plasma sous l'impact du faisceau. Le taux d'azote dans le néon, mesuré à l'aide d'un spectromètre de masse, croît en fonction du temps et varie en général de 10^{-4} à 10^{-2}.

Des études spectroscopiques du plasma[15] ont mis en évidence la présence de raies $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ dans le spectre d'émission. Compte tenu des faibles proportions d'azote, la présence de ces raies ne peut s'expliquer par un phénomène d'ionisation directe par le faisceau ou par les électrons énergétiques créés par celui-ci. En effet, une simple comparaison des sections efficaces d'ionisation du néon et de l'azote (cf. fig.2.1) montre que

$$\sigma_{ion\ N_2} / \sigma_{ion\ Ne} \simeq 3 \qquad (2.1.1)$$

Il faudrait donc une proportion d'azote de 3 % pour que la densité d'ions d'azote créés directement représente 10 % de la population ionique totale. Expérimentalement, de telles proportions ne sont jamais atteintes, ce qui tend à prouver que les ions d'azote résultent plutôt d'un transfert d'ionisation à partir du néon. Si l'on se reporte à la figure (2.2) où sont représentés le diagramme simplifié d'énergie de N_2^+ et les niveaux d'énergie de Ne^+ et Ne_2^+, on remarque que ces derniers sont en résonance avec les niveaux vibrationnellement excités de $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$. Le transfert d'ionisation à partir du néon est donc possible.

Nous nous intéresserons plus particulièrement au cas de l'ion Ne_2^+ puisque, ainsi que nous l'avons vu au chapitre précédent, les conditions expérimentales de pression et de courant sont telles que cet ion est dominant dans le plasma.

La réaction conduisant au transfert d'ionisation est donnée dans ce cas par

$$Ne_2^+ + N_2 \xrightarrow{k} N_2^+ + 2Ne \qquad (2.1.2)$$

où le coefficient k de la réaction est égal à 9.10^{-16} m^3 s^{-1} [15].

Afin de mettre en évidence l'efficacité de ce transfert, il est intéressant d'estimer sa contribution à la disparition des ions Ne_2^+. Pour cela, il suffit de comparer le taux de pertes par transfert d'ionisation

$$\tau_t \sim k n_e [N_2] \qquad (2.1.3)$$

au taux de pertes par recombinaison des ions Ne_2^+.

$$\tau_p \sim \alpha n_e^2 \qquad (2.1.4)$$

où n_e représente la densité électronique et $[N_2]$ celle de l'azote Le rapport τ_t/τ_p est donc d'autant plus faible que la valeur de n_e est grande et celle de $[N_2]$ petite. On évalue respectivement à 10^{11} et 10^{15} cm^{-3} la valeur maximum de n_e et minimum de $[N_2]$ dans

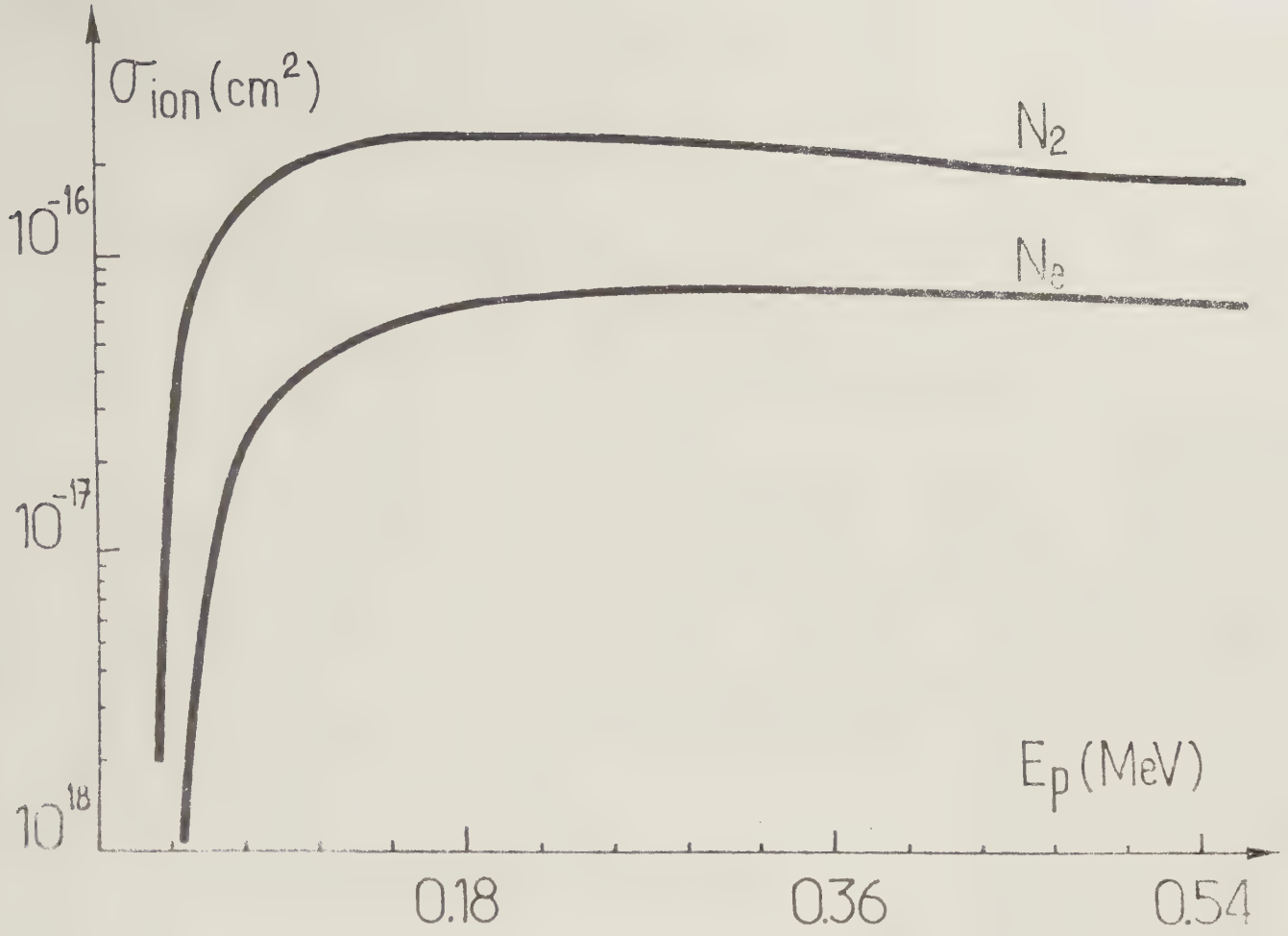


Figure (2.1) : Section efficace d'ionisation du néon et de l'azote par des protons d'énergie E_p.

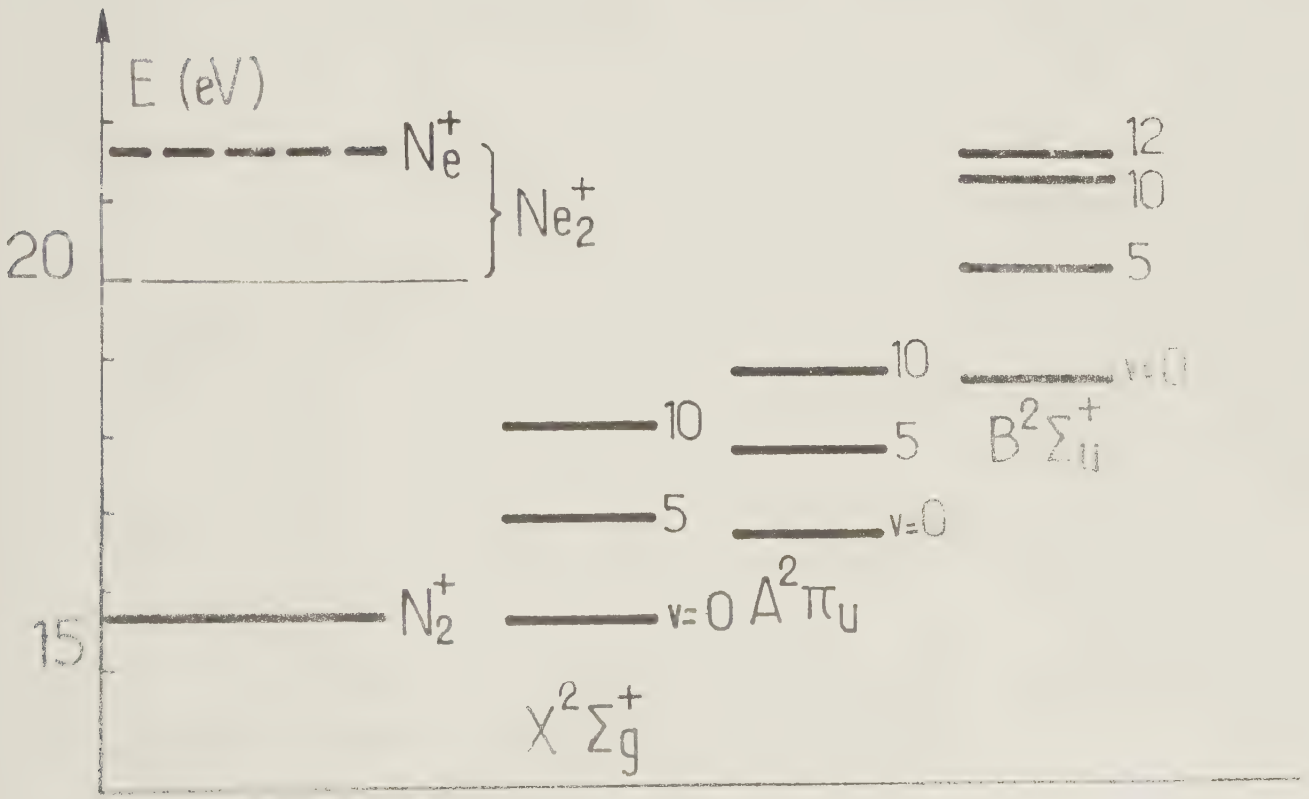


Figure (2.2) : Diagramme d'énergie de l'ion N_2^+.

l'expérience, ce qui conduit à

$$\tau_t = 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$\tau_p = 2.10^{9} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Même dans ces conditions, qui sont les moins favorables au transfert d'ionisation, on voit que le taux de ce transfert est très supérieur au taux de recombinaison. Il le sera encore davantage dans les conditions habituelles de l'expérience. On s'attend donc à ce que le transfert d'ionisation soit le processus de disparition dominant de l'ion Ne_2^+.

1.2. RECOMBINAISON DES IONS N_2^+

Un processus de disparition des ions N_2^+ formés à partir de la réaction (2.1.2) est la recombinaison dissociative. Nous avons reporté dans le tableau suivant des valeurs expérimentales relatives à ce coefficient de recombinaison qui varie suivant la loi

$$\alpha(T_e) = \alpha_o (T_e/300)^{-\gamma}$$

	α_o ($cm^3\ s^{-1}$)	γ	remarques	dénomination	références
(1)	$2,7.10^{-7}$	1/3	$300 < T_e < 3000$ K, $T_g = 300$ K	$\alpha_{N_2^+}^1$	[16]
(2)	$3,5.10^{-7}$	0,5	$100 < T_e < 10^4$ K, $T_g = 300$ K	$\alpha_{N_2^+}^2$	[17]

Les valeurs de γ sugèrent que N_2^+ subit un processus de recombinaison dissociative directe. En effet, dans ce cas la théorie[18] prévoit que $\gamma = 0,5$. Dans ce type de recombinaison, des ions de la

forme AB^+ disparaissent par la réaction

$$AB^+ + e^- \longrightarrow AB_r^* \longrightarrow A^* + B + \text{énergie cinétique}$$

où AB_r^* désigne un état excité répulsif de la molécule AB.

On remarquera dans le tableau ci-dessus que le coefficient $\alpha^1_{N_2^+}$ varie un peu plus lentement avec la température électronique que $\alpha^2_{N_2^+}$, tout en restant du même ordre de grandeur.

1.3. CREATION D'IONS N_4^+

Un autre processus de disparition des ions N_2^+ est la formation d'ions N_4^+ par une réaction à trois corps de la forme

$$N_2^+ + 2N_2 \xrightarrow{k'} N_4^+ + N_2 \qquad (2.1.5)$$

où $k' = 8.10^{-29}\ cm^6\ s^{-1}$ [19]

Bien qu'en principe la réaction (2.1.5) soit réversible, c'est-à-dire que les ions N_4^+ puissent former des ions N_2^+, des observations expérimentales[19] permettent de la considérer comme unilatérale.

Comme nous l'avons fait au paragraphe (1.1) pour les ions N_2^+, nous pouvons comparer le taux de création $\tau_{N_4^+}$ des ions N_4^+ au taux de pertes par recombinaison $\tau_{pN_2^+}$ des ions N_2^+ respectivement exprimés par

$$\tau_{N_4^+} = k' n_e [N_2]^2 \qquad (2.1.6)$$

$$\tau_{pN_2^+} = \alpha_{N_2^+} n_e^2 \qquad (2.1.7)$$

Dans l'expression (2.1.7), il faudrait en toute rigueur prendre en compte, au lieu de la densité électronique n_e, la densité

ionique $[N_2^+]$. Cependant, puisque le transfert d'ionisation N_e-N_2 est très efficace, il est raisonnable de supposer en première approximation que $n_e \simeq [N_2^+]$. Les relations (2.1.6) et (2.1.7) donnent encore

$$X = \tau_{N_4^+} / \tau_{pN_2^+} = \frac{k'}{\alpha_{N_2^+}} \frac{[N_2]^2}{n_e} \qquad (2.1.8)$$

Ce rapport est d'autant plus grand que $[N_2]$ est grand et n_e et $\alpha_{N_2^+}$ faibles. A titre d'exemple, pour des valeurs $n_e \sim 5.10^{10}$ cm^{-3} et $T_e \sim 1500$ K qui représentent assez bien les conditions moyennes de l'expérience, on calcule qu'une pression partielle d'azote de 0,6 torrs conduit à un rapport $X \sim 5$ soit à une proportion de 80 % d'ions N_4^+ dans la population ionique totale.

Au delà d'une pression de néon de 60 torrs qui fixe la limite supérieure du taux d'azote, la réaction (2.1.5) peut donc être efficace. Notons toutefois que cette estimation n'a de valeur qu'indicative car le coefficient k' utilisé pour la faire n'est connu qu'en ordre de grandeur.

1.4. RECOMBINAISON DES IONS N_4^+

En général, les ions possédant quatre atomes ou plus ont des coefficients de recombinaison plus grands que ceux des ions plus légers. Cette propriété a été expliqué théoriquement[18] par un processus de recombinaison dissociative indirecte, représentée par la réaction suivante :

$$AB^+ + e^- \longrightarrow AB_a^{v,r} \longrightarrow AB_r^* \longrightarrow A^* + B$$

où $AB_a^{v,r}$ désigne un état attractif de la molécule AB, vibrationnellement ou rotationnellement excité. Le calcul[18] du coefficient de recombinaison donne dans ce cas une loi en $T_e^{-1,5}$. Il existe peu de valeurs mesurées de ce coefficient du fait d'un

certain nombre de contraintes techniques. Nous nous référerons donc aux résultats obtenus par Biondi[16] qui donne

$$\alpha_{N_4^+} \simeq 1{,}8.10^{-12} \, (T_e/300)^{-1} \; m^3 \; s^{-1}$$

soit une variation avec la température électronique à peu près compatible avec la théorie et un ordre de grandeur dix fois supérieur à celui de $\alpha_{N_2^+}$.

2. INFLUENCE DES IMPURETES D'AZOTE SUR LE PLASMA

2.1. ROLE DES IMPURETES D'AZOTE SUR LES PARAMETRES DU PLASMA

Des mesures de la densité électronique ont permis de constater que celle-ci diminue au cours du temps d'un facteur variant entre 2 et 3[15]. Cette décroissance a lieu sur des temps variables suivant les conditions expérimentales de pression, de courant et de vide initial mais compris en général entre 10 et 40 minutes. Ensuite, la densité électronique atteint un palier de saturation.

Nous donnons un exemple de cette évolution temporelle sur la figure (2.3). La saturation est ici observée au bout d'une quinzaine de minutes, la densité ayant diminué d'un facteur 2.

La densité évolue toujours de façon très rapide au début des mesures (c'est-à-dire au début de l'irradiation du gaz cible) puis décroît ensuite lentement avant d'atteindre sa valeur de saturation.

Ainsi que nous l'avons vu précédemment, l'efficacité du transfert d'ionisation du néon vers l'azote doit conduire à la disparition presque totale des ions Ne_2^+. Il est donc raisonnable de supposer qu'initialement, le plasma est composé d'ions N_2^+. Pour

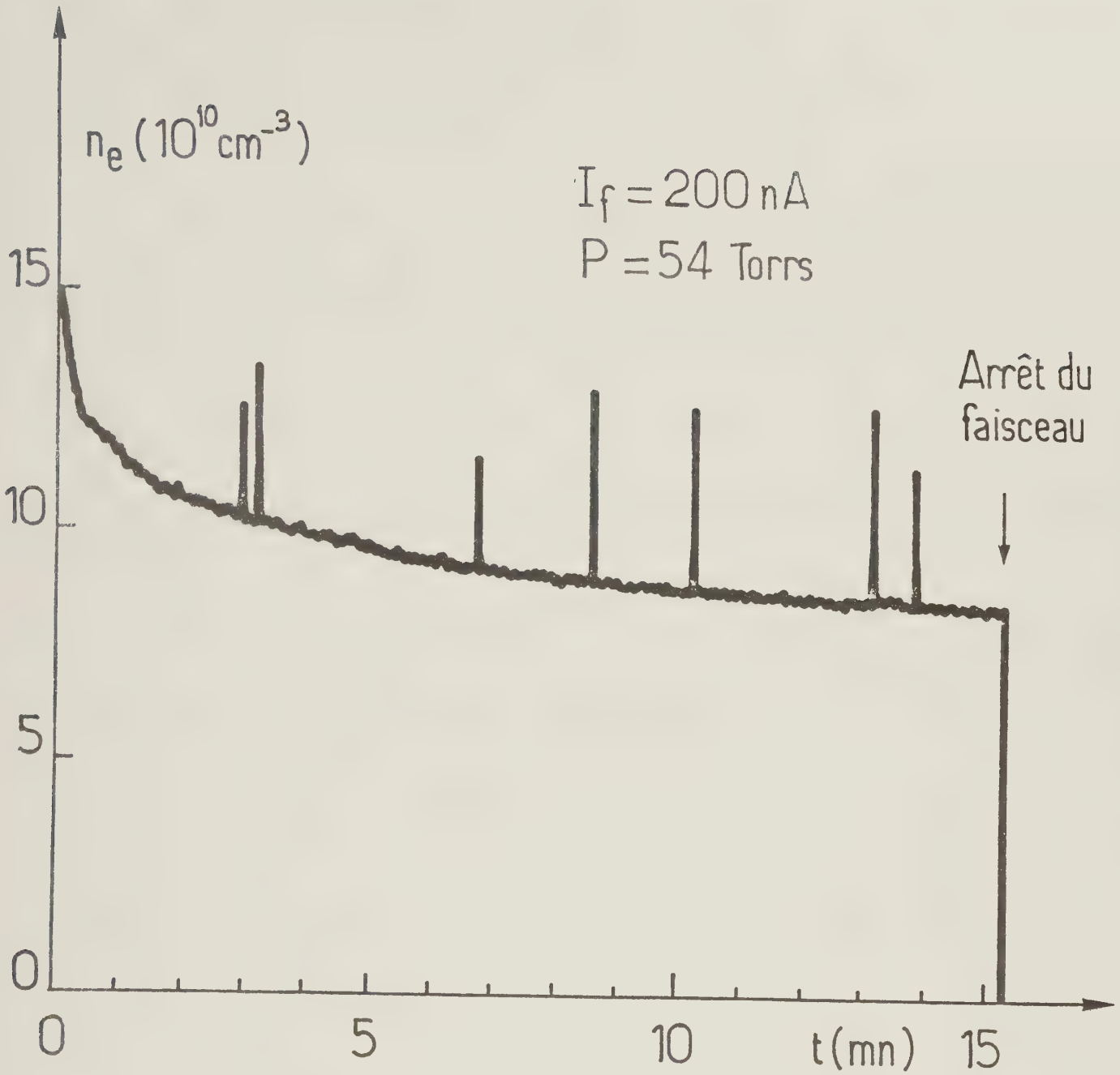


Figure (2.3)

Décroissance de la densité électronique en fonction du temps pour un courant de faisceau de 200 nA et une pression de 54 torrs.

cela, il est bien entendu nécessaire que le taux d'azote dans le néon $[N_2]/N$ soit supérieur au degré d'ionisation n_e/N. Expérimentalement, ceci est toujours vérifié puisque les taux d'ionisation sont généralement compris entre 10^{-8} et 10^{-7} alors que les taux d'azote mesurés sont de 10^{-4} au minimum.

Par la suite, l'augmentation dans le temps de la quantité d'azote favorise l'apparition d'ions N_4^+ par la réaction (2.1.5) et ces ions peuvent devenir prépondérants lorsque la pression partielle d'azote est suffisamment grande. En écrivant la loi de conservation macroscopique des particules (cf. Chapitre I)

$$S = \alpha n_e^2 \qquad (2.2.1)$$

on obtient pour la densité électronique "initiale" (ions N_2^+ prépondérants)

$$n_{e1} = (S/\alpha_{N_2^+})^{1/2}$$

et de même, lorsque les ions N_4^+ dominent

$$n_{e2} = (S/\alpha_{N_4^+})^{1/2}$$

Pour une température électronique équivalente de 0,1 eV, on trouve ainsi

$$n_{e1}/n_{e2} \simeq 2$$

L'apparition des ions N_4^+ doit donc se manifester par une diminution d'un facteur 2 environ de la densité électronique. De fait, cette valeur correspond bien aux observations expérimentales si l'on prend n_{e1} comme valeur initiale de la densité électronique et n_{e2} comme valeur de saturation comme nous le verrons par la suite. Il est donc raisonnable de supposer que la population ionique dominante est N_2^+ à l'établissement du plasma et N_4^+ lorsque la saturation est observée.

2.2. ROLE DES IMPURETES D'AZOTE DANS LA CINETIQUE DU PLASMA

Puisque les proportions d'azote contenues dans le néon ne sont pas suffisantes pour modifier le mécanisme de création du plasma, on peut de même négliger leur contribution aux interactions électron-neutre. Seul le gaz porteur intervient donc dans les processus d'équilibre. Par contre, la présence d'azote joue un rôle important dans le mécanisme de pertes par recombinaison. Le terme de pertes dans l'équation de conservation de flux, donnée au Chapitre I, prend alors la forme

$$R(w) = rn_e\int \alpha_{N_2^+}(w) f \underline{dw} + (1-r)n_e\int \alpha_{N_4^+}(w) f \underline{dw} \qquad (2.2.2)$$

où $$r = [N_2^+]/\left([N_2^+] + [N_4^+]\right)$$

Lorsque r = 0, le plasma est constitué uniquement d'ions N_4^+ ce qui correspond au palier de saturation de la densité électronique. Le cas r = 1 est au contraire celui du temps "initial". Dans ce travail, nous nous limiterons à l'étude de ces deux cas extrêmes.

Nous avons représenté sur la figure (2.4), la variation des coefficients de recombinaison $\alpha_{N_2^+}$ et $\alpha_{N_4^+}$ en fonction de l'énergie des électrons*. Celui de Ne_2^+ est donné à titre comparatif. Il n'apparait pas de différence très nette entre $\alpha_{Ne_2^+}$ et $\alpha_{N_2^+}$ (qu'il s'agisse de l'un ou l'autre des deux coefficients explicités au paragraphe (1.2)). Aussi, la présence d'ions N_2^+ ne doit pas modifier de façon importante les paramètres du plasma qui seraient obtenus avec du néon pur. Par contre, le cas de l'ion N_4^+ se distingue de façon très nette, à la fois par la grande valeur de son coefficient de recombinaison et par une loi de variation plus rapide avec l'énergie. S'il a pour effet de diminuer la densité électronique, comme nous l'avons vu, il doit donc apporter aussi

*Les coefficients de recombinaison utilisés tendent vers l'infini à l'énergie nulle. En réalité, ils doivent tendre vers une valeur finie. Une vérification a posteriori a cependant montré que l'incidence sur les résultats du calcul était négligeable.

des changements notables au niveau de l'équilibre microscopique. On peut, à titre d'exemple, comparer sur la figure (2.4), les courbes $\alpha_{N_4^+}$ et $\alpha^1_{N_2^+}$. On voit qu'au delà d'une valeur de l'énergie voisine de 0,5 eV, les électrons ont une probabilité de recombinaison plus faible en présence d'ions N_4^+. On s'attend donc à ce qu'ils soient plus nombreux et contribuent par suite à une augmentation de l'énergie moyenne.

Il apparait donc fondamental de prendre en compte les ions d'azote dans la description microscopique du plasma si l'on veut obtenir des résultats compatibles avec la réalité expérimentale. Nous verrons que le fait d'attribuer la décroissance de la densité électronique à la formation d'ions N_4^+ apporte des résultats satisfaisants.

o o
o

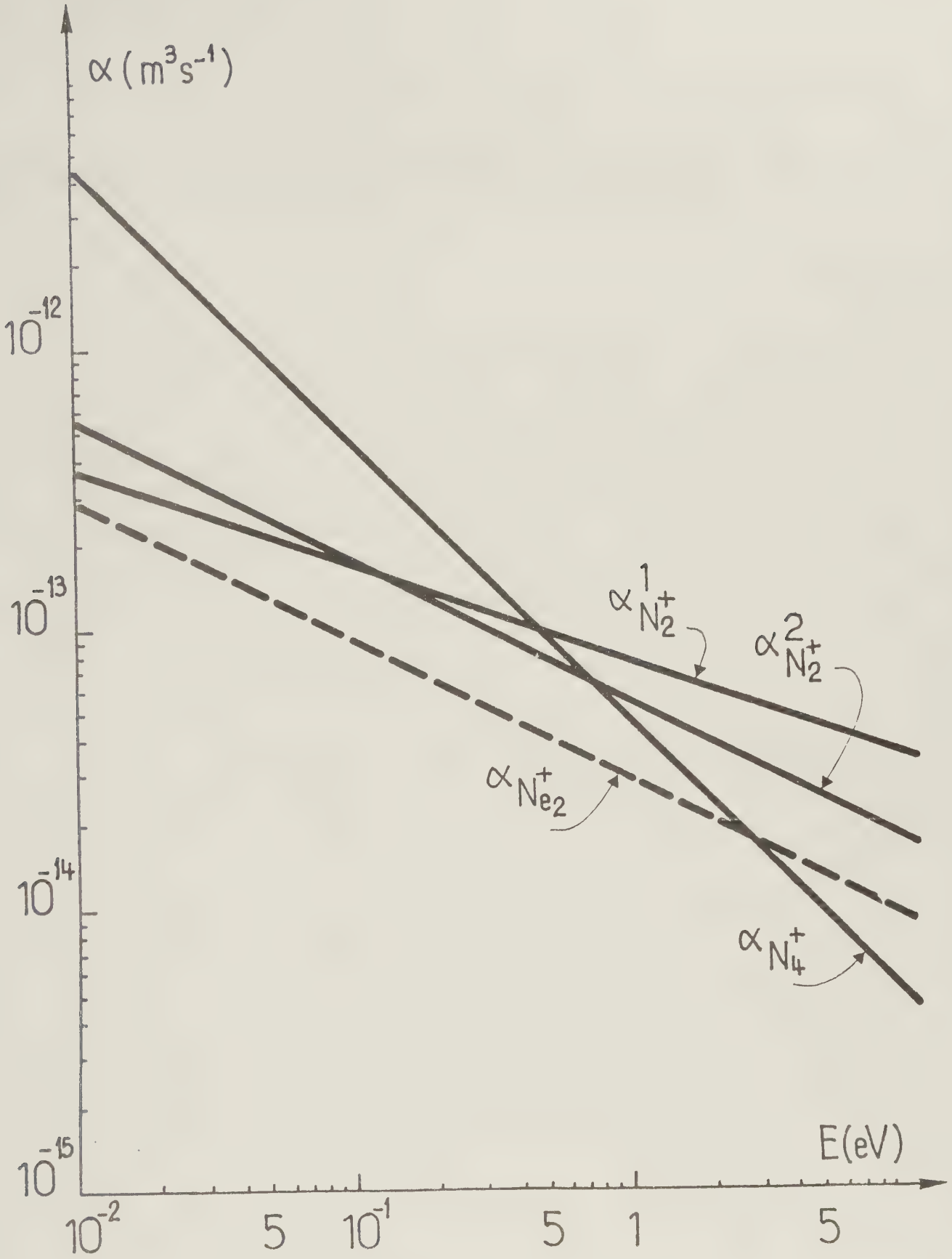


Figure (2.4)

Coefficients de recombinaison des ions $N_{e_2}^+$, N_2^+, N_4^+ en fonction de l'énergie.

CHAPITRE III

CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DANS UN MELANGE NEON-AZOTE

Nous avons vu au chapitre précédent que de faibles quantités d'azote présentes dans le néon modifient l'espèce ionique du plasma et par suite le terme de pertes des électrons par recombinaison, conduisant à un changement notable de la densité. Il y a tout lieu de croire que le changement est tout aussi important d'un point de vue microscopique. Pour cette raison, nous allons présenter dans ce qui suit un calcul de la fonction de distribution basé sur le principe exposé au Chapitre I mais prenant en compte les impuretés d'azote, successivement au travers des ions N_2^+ et N_4^+ supposés constituer la population ionique exclusive.

S'il est possible de mettre en évidence expérimentalement l'apparition des ions N_2^+, il n'en est pas de même pour les ions N_4^+, qui, étant peu connus, ne peuvent être détectés de façon simple. Le bon accord entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales sera le critère que nous utiliserons par la suite pour déterminer l'espèce ionique prépondérante.

Nous développerons dans un premier temps le détail du calcul. Nous examinerons ensuite de façon précise les différences entre le cas de l'ion N_2^+ et celui de l'ion N_4^+. Ces différences se traduiront au niveau de la forme de la fonction de distribution à paramètres fixés et de son évolution lorsque ces paramètres varient.

1. DETAIL DU CALCUL DE f

1.1. PRISE EN COMPTE DES IMPURETES DANS LE CALCUL

Compte tenu de ce qui vient d'être dit, les impuretés d'azote seront prises en compte par une simple modification du terme de pertes donné au Chapitre I sous la forme

$$R(w) = n_i \int_o^w \alpha(w) f 4\pi w^2 dw \qquad (3.1.1)$$

L'équation qu'il faut résoudre pour déterminer f correspond au bilan de flux donné formellement par la relation (1.3.18) du Chapitre I. En en développant les différents termes, elle s'écrit encore :

$$\frac{m}{M}\nu_{eN} w^3 \left(f + \frac{kT_g}{mw}\cdot\frac{\partial f}{\partial w}\right) + \left(\frac{e^2}{m\varepsilon_o}\right)^2 \text{Log}\,\Lambda \left\{ f \int_o^w fw^2 dw + \frac{1}{3}\frac{\partial f}{\partial w}\left[\frac{1}{w}\int_o^w fw^4 dw + w^2 \int_w^\infty fw dw\right]\right\} = n_i \int_o^w \alpha(w) f w^2 dw \qquad (3.1.2.)$$

Dans cette équation, la nature de l'ion intervient au travers de son coefficient de recombinaison $\alpha(w)$. Conformément à ce qui a été dit précédemment, les impuretés d'azote, qui ont pour effet de constituer la population ionique prépondérante, seront donc prises en compte en donnant à ce coefficient la loi de variation appropriée. De plus, puisque nous nous intéresserons uniquement au cas où une espèce ionique est dominante nous prendrons $n_i = n_e$.

A titre de comparaison, il sera parfois utile de rappeler les résultats obtenus dans le néon pur. Dans ce qui suit, la loi de variation de α prendra donc, suivant l'ion dominant considéré, les trois formes (en unités MKS)

$$\alpha_{N_2^+}(w) = 2,7.10^{-13}\ (w/w_g)^{-2/3} \qquad (3.1.3)$$

$$\alpha_{N_4^+}(w) = 1,8.10^{-12}\ (w/w_g)^{-2} \qquad (3.1.4)$$

$$\alpha_{Ne_2^+}(w) = 1,8.10^{-13}\ (w/w_g)^{-1} \qquad (3.1.5)$$

où l'on a posé $w_g = (2kT_g/m)^{1/2}$, T_g étant la température du gaz, que nous prendrons égale à 300 K.

D'autre part, dans la mesure où la quantité d'azote contenue dans le néon est faible, la fréquence de collision électron-neutre ν_{eN} ne concerne que les atomes de néon et, ainsi qu'à la référence [3], nous la prendrons sous la forme

$$\nu_{eN} = 10^{-14}\ NE^r\ (s^{-1}) \qquad (3.1.6)$$

où N est la densité de neutres en m^{-3} et E l'énergie électronique en eV. Les valeurs de r sont données par

$$\left.\begin{array}{l} r = 0,85 \quad si \quad E < 1\ eV \\ \\ r = 2/3 \quad si \quad E > 1\ eV \end{array}\right\} \qquad (3.1.7)$$

Enfin, la valeur de Log Λ qui est peu sensible à l'énergie (cf. Chapitre I) sera prise égale à sa valeur pour E = 0,1 eV soit environ 8. Il a été montré que l'incidence de cette valeur sur les résultats était négligeable[3].

Dans ces conditions, si l'on pose

$$(3.1.8)\quad y_1 = 10^{21}\ f/n_e \qquad \tau = 10^6\ \frac{n_e}{N} \qquad (3.1.10)$$

$$(3.1.9)\quad x = w/w_g \qquad s = 2r + 2 \qquad (3.1.11)$$

l'équation (3.1.2) se ramène à un système de cinq équations couplées où τ est un paramètre lié au taux d'ionisation

$$\frac{\partial y_1}{\partial x}\left\{1 + \frac{a}{3}\tau x^{-s}\left(\frac{y_4}{x} + x^2 y_5\right)\right\} = -a\tau x^{-s} y_1 y_2 - 2xy_1 + b_k \tau x^{-s} y_k \qquad (3.1.12)$$

$$y_2 = \int_o^x x^2 y_1 dx \qquad (3.1.13) \qquad y_4 = \int_o^x x^4 y_1 dx \qquad (3.1.14)$$

$$y_5 = \int_x^\infty x y_1 dx \qquad (3.1.15) \qquad y_k = \int_o^x x^k y_1 dx \qquad (3.1.16)$$

Dans ce système, l'indice k est relatif à la loi utilisée pour α. Il affecte la variation en x ainsi que le coefficient b_k lié à la valeur de α en x = 1 c'est-à-dire en $w = w_g$. D'autre part, les termes non linéaires de l'équation (3.1.12) concernent les collisions coulombiennes.

Le tableau (3.1) présente l'ensemble des coefficients numériques a, s, k et b_k pour les différents cas étudiés.

1.2. RESOLUTION ANALYTIQUE

Le système d'équations (3.1.12) à (3.1.16) est soluble analytiquement dans les deux limites opposées des faibles et des grandes valeurs de x. En effet, la difficulté de résolution provient des termes non linéaires dûs à la forme de G_{ee}. Or dans ces deux limites extrêmes, ils sont linéarisés ou bien disparaissent. Les calculs ont été développés dans l'appendice 4 et nous n'en présentons ici que les résultats essentiels.

1) Lorsque $x \to 0$, on observe que le comportement de y_1 dépend du type d'ion considéré. Cependant, dans l'un et l'autre cas, la variation avec x est croissante, ce qui traduit l'effet de plus en plus grand des recombinaisons lorsqu'on s'approche de l'énergie nulle. Cet effet est plus important encore pour N_4^+ que pour N_2^+ ou Ne_2^+ ce qui résulte des formes respectives des coefficients de recombinaison.

Coefficients \ ION	Ne_2^+	N_2^+	N_4^+	
a	14,31	14,31	14,31	$x \leq 6,22$
s	3,7	3,7	3,7	
b_k	31,71	47,56	317,1	
k	1	4/3	0	
a	7,33	7,33	7,33	$x > 6,22$
s	10/3	10/3	10/3	
b_k	16,22	24,33	162,2	

TABLEAU (3.1)

Valeurs des coefficients a, s, b_k, k de l'équation (3.1.12)

2) Pour les grandes valeurs de x (compatibles avec $x < x_L$), les termes de collision électron-électron tendent à disparaitre et les pertes par recombinaison atteignent leur valeur asymptotique. L'équation (3.1.12) prend alors une forme simplifiée qui traduit l'équilibre entre le terme de création de particules et le flux lié aux collisions électron-neutre, donné par l'expression de Chapman et Cowling.

La résolution mathématique est détaillée dans l'appendice 4 et fait apparaitre un terme à variation exponentielle que l'on exclut de la solution physique. De fait, annuler ce terme revient à ignorer $\partial y_1/\partial x$ devant $2xy_1$ dans l'équation (3.1.12) c'est-à-dire à négliger l'échauffement des électrons sur les neutres dans le terme de Chapman et Cowling.

Par la suite, une des conditions aux limites utilisées dans la résolution numérique sera le raccord à cette solution analytique. La condition physique implicite sera donc celle que nous venons de discuter.

Finalement, la solution pour les grandes valeurs de x prend la forme très simple d'une décroissance en $x^{-13/3}$ résultant de la loi de variation prise pour la fréquence de collision électron-neutre, loi indépendante du type d'ion considéré.

1.3. RESOLUTION NUMERIQUE

Seule une méthode d'intégration numérique pas à pas permet de résoudre le système pour les valeurs intermédiaires de x. Nous utilisons une méthode du type Runge-Kutta et afin d'éviter une divergence à l'origine, la valeur initiale de x, x_o, sera prise petite mais non nulle.

Le système comportant quatre équations différentielles du premier ordre et une équation intégro-différentielle, six conditions aux limites doivent être fixées. Ces conditions seront

$x = x_o$		$x \to x_L$	
$y_1 = Y_1$	$y_4 = 0$	$y_2 = 0{,}92.10^5$	(3.1.17)
$y_2 = 0$	$y_5 = Y_5$	$y_5 + \frac{3}{7}\frac{dy_5}{dx} = 0$	(3.1.18)
$y_k = 0$			

Y_1 et Y_5 sont des valeurs d'essai que l'on ajuste de façon à satisfaire les conditions en $x = x_L$. Parmi ces conditions, (3.1.17) correspond à la normalisation de la distribution

$$\int_o^{w_L} f 4\pi w^2 dw = n_e \qquad (3.1.19)$$

et (3.1.18) traduit la continuité avec la solution asymptotique dont nous avons discuté plus haut.

1.4. DETERMINATION DES GRANDEURS PHYSIQUES

La solution y_1 étant obtenue pour chaque valeur du paramètre τ, il reste à en déduire la fonction de distribution c'est-à-dire à déterminer n_e et relier la solution aux paramètres expérimentaux que sont la pression de néon et le courant du faisceau.

Pour cela, nous prendrons en compte la condition préalable au calcul, donnée au Chapitre I :

$$S = R(w_L) \qquad (3.1.20)$$

où S représente le terme source lié aux conditions de notre expérience[3]

$$S = 765\ NI \quad \text{(unités MKS)} \qquad (3.1.21)$$

et où $R(w_L)$ représente la valeur asymptotique du terme de pertes, supposée atteinte en w_L, c'est-à-dire

$$R(w_L) = 4\pi n_e^2 \ 10^{-21} \int_o^{w_L} \alpha(w) y_1 w^2 dw \qquad (3.1.22)$$

La relation (3.1.20) s'écrit donc sous la forme

$$765I = 4\pi 10^{-27} \tau n_e \int_o^{w_L} \alpha(w) y_1 w^2 dw \qquad (3.1.23)$$

La solution calculée pour une valeur de τ correspond à une valeur de n_e de laquelle il est facile de déduire la pression P par la relation (3.1.10) que l'on peut également exprimer, en torrs, sous la forme

$$P = 3,1.10^{-17} \ n_e/\tau \qquad (3.1.24)$$

La fonction de distribution f est alors déterminée et tous ses moments sont facilement accessibles pour le calcul sous réserve qu'ils convergent en $w \leq w_L$.

Parmi ces moments, nous nous intéresserons à l'énergie moyenne parce qu'elle représente une référence pour discuter des processus physiques et à la fréquence de collision effective qui est, avec la densité électronique la quantité mesurable dans notre expérience.

Nous calculerons respectivement l'une et l'autre au moyen des expressions

$$\frac{3}{2} kT_e = \frac{1}{2} \frac{m}{n_e} \int_o^{w_L} w^4 f dw \qquad (3.1.25)$$

$$\nu_{eff} = \frac{4\pi}{3n_e} \int_o^{w_L} \frac{\partial f}{\partial w} w^3 \nu_{eN}(w) dw \qquad (3.1.26)$$

On notera que cette dernière est relative à la quantité mesurée au moyen d'un diagnostic hyperfréquence de pulsation $\omega >> \nu_{eN}$ [10]. De fait, pour une variation de ν_{eN} en w^ℓ, ν_{eff} ne diffère de la moyenne prise au sens habituel que par un facteur $1 + \frac{\ell}{3}$.

2. RESULTATS

Dans ce paragraphe, nous nous limiterons à exposer les résultats obtenus sans en donner d'interprétation. Celle-ci sera faite dans la partie suivante.

2.1. ALLURE GENERALE DES DISTRIBUTIONS

Un exemple de résultats obtenus est présenté sur la figure (3.1). Il fait apparaitre une forme de distribution représentative de l'ensemble des solutions calculées quel que soit l'ion dominant et les paramètres expérimentaux. On voit que la fonction de distribution se présente comme la superposition d'une maxwellienne f_o et d'une fonction f_1 dont la loi de variation asymptotique est en $w^{-13/3}$. Dans la région inférieure à l'électron-volt, f_1 prend de très faibles valeurs et f est donc assimilable à la maxwellienne f_o. On a donc en tout point :

$$f = f_o + f_1 \qquad (3.2.1)$$

A très basse énergie ($E \lesssim 10^{-4}$ eV), il existe une troncature de f n'apparaissant pas sur la figure (3.1). Cette troncature correspond à la solution analytique donnée dans le paragraphe (1.2) aux faibles valeurs de l'énergie. La température de la maxwellienne, liée à la pente de la partie linéaire sur la figure (3.1) est environ quatre fois supérieure à celle des neutres pour des conditions expérimentales moyennes et l'on remarque que la queue de la distribution doit, compte-tenu de sa longueur, contribuer à accroître de façon sensible l'énergie électronique moyenne. De fait, le calcul montre que cet accroissement est de l'ordre de 30 %.

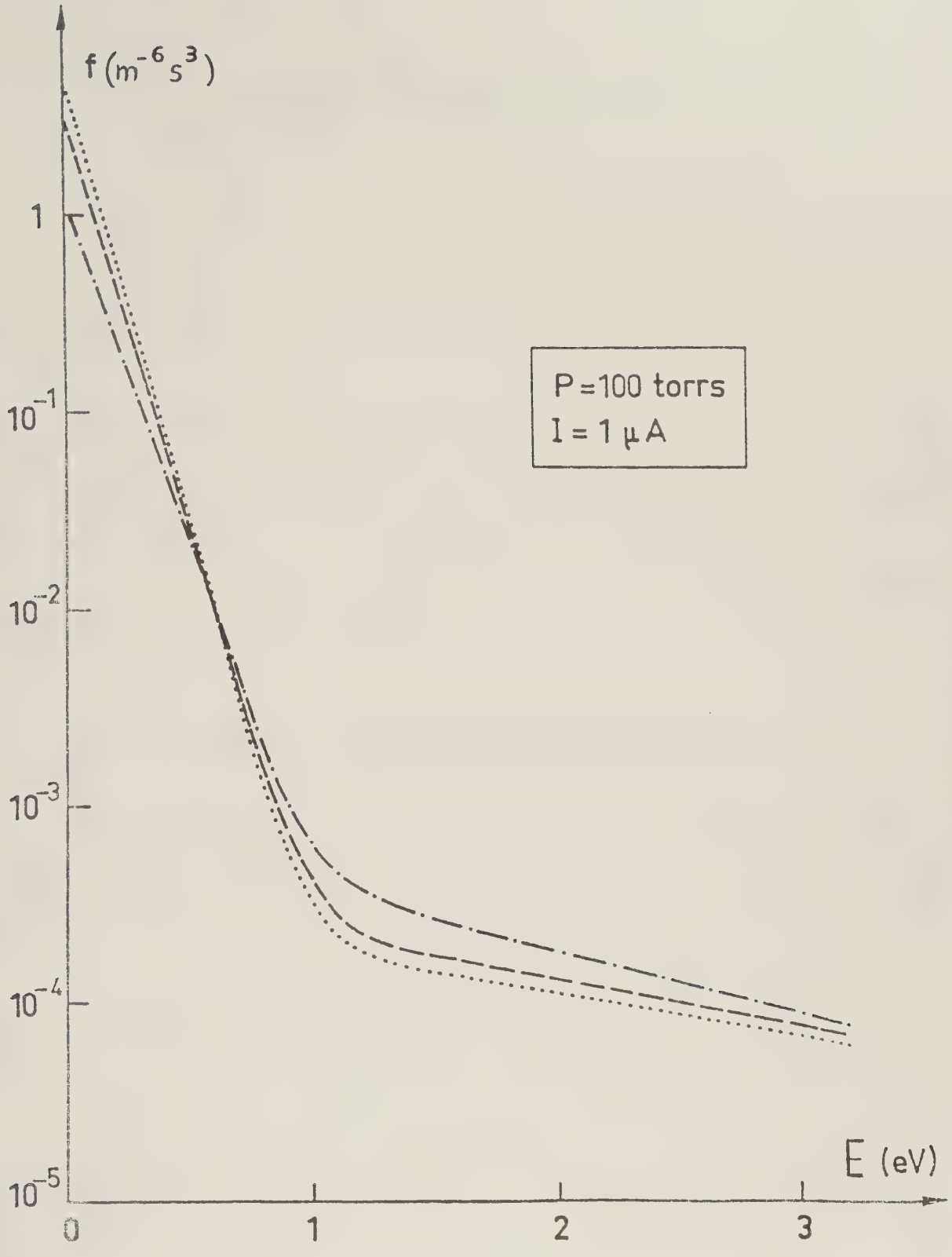


Figure (3.1)

Fonctions de distribution obtenues pour trois types d'ions dominants : N_2^+(---), N_4^+(-·-) et $N_{e_2}^+$(...).

2.2. INFLUENCE DES IMPURETES D'AZOTE SUR LA FONCTION DE DISTRIBUTION

La figure (3.1) permet aussi de mettre en évidence l'influence de l'espèce ionique prépondérante. Elle montre les distributions obtenues pour trois types d'ions : N_2^+, N_4^+ et à titre de comparaison Ne_2^+, à 100 torrs et 1 µA. L'influence des paramètres pression-courant sera étudiée par la suite.

Par rapport au cas du néon pur, la distribution obtenue en présence d'ion N_2^+ se caractérise par une partie quasi-maxwellienne de température plus élevée et une queue plus peuplée. A l'évidence, ceci doit contribuer à une augmentation de l'énergie moyenne.

Les effets liés à la présence de N_4^+ sont semblables mais quantitativement plus importants.

2.3. INFLUENCE DU COEFFICIENT DE RECOMBINAISON DE N_2^+

Nous avons donné, au chapitre II, deux valeurs pour le coefficient de recombinaison de N_2^+. Bien que voisins, ces coefficients diffèrent par leur loi de variation avec l'énergie et peuvent de ce fait modifier la forme de la fonction de distribution.

En fait, les résultats du calcul, présentés sur la figure (3.2), montrent que les distributions obtenues sont peu différentes. L'influence sur les grandeurs macroscopiques est de 3 % pour la densité, celle-ci étant la plus fortement affectée par la modification du coefficient de recombinaison. Puisque l'utilisation de l'un ou l'autre des coefficients n'apporte pas de différences importantes, dans tout ce qui suit, les résultats présentés seront relatifs au coefficient donné par l'expression (3.1.3).

2.4. ROLE DES PARAMETRES PRESSION ET COURANT

L'influence de la pression est mise en évidence sur la figure (3.3). L'augmentation de P se traduit par une diminution de la température T_M de la maxwellienne associée à un accroissement de f dans la région à basse énergie.

Par ailleurs, si l'on définit la longueur de la queue de la distribution comme étant l'intervalle énergétique compris entre l'emplacement du coude et la limite $E_L = \frac{1}{2}mw_L^2$, à l'accroissement de la pression P est associé celui de cette longueur.

L'augmentation du courant conduit, comme le montre la figure (3.4), à un effet inverse de celui de la pression, sauf pour ce qui concerne la valeur de f à faible énergie.

2.5. GRANDEURS MACROSCOPIQUES

A chaque solution f correspond un ensemble de grandeurs macroscopiques. Ainsi que nous l'avons déjà dit, nous nous intéresserons plus particulièrement à la densité électronique n_e et à la fréquence de collision ν_{eff} qui sont les grandeurs que nous avons choisi de mesurer.

Notons tout d'abord que le calcul de la fonction de distribution tel qu'il a été présenté au paragraphe (1) revient à rechercher la solution f/n_e d'un système d'équations qui dépend uniquement du paramètre τ c'est-à-dire, à une constante multiplicative près, du rapport n_e/P. La solution f/n_e, et par conséquent ses moments, ne dépendent donc que de n_e/P. En particulier tel sera le cas de la température T_M de la maxwellienne, de la température électronique équivalente T_e et de ν_{eff}/P que l'on déduit de la relation (3.1.26).

Pour ce qui concerne la densité électronique, à partir de la formule (3.1.23), on voit que

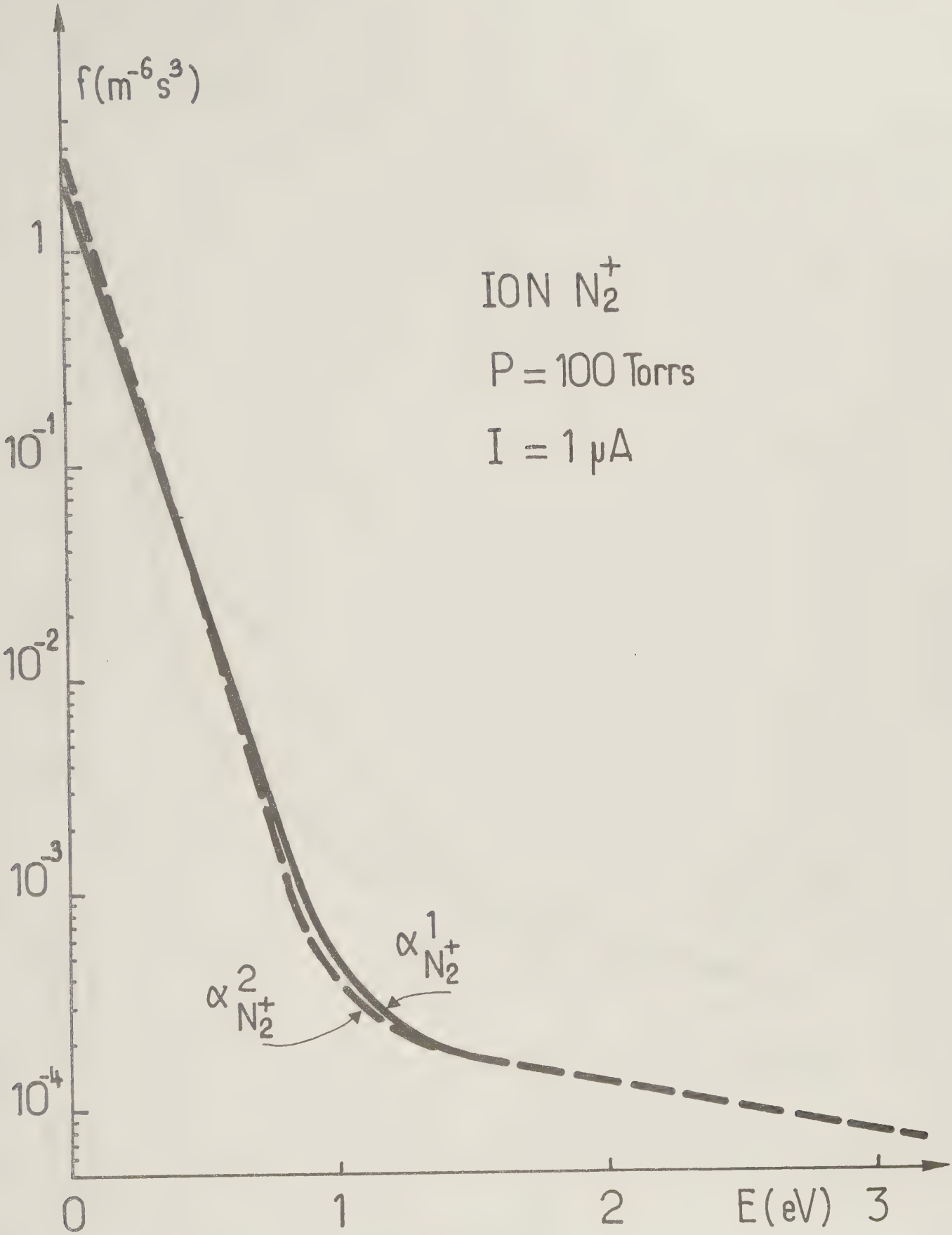


Figure (3.2)

Evolution de la fonction de distribution avec le coefficient de recombinaison utilisé dans le cas de l'ion N_2^+ dominant.

$\alpha^1_{N_2^+} = 2.7\ 10^{-13}\ (W/W_g)^{-2/3}{}_m\ {}^3{}_s{}^{-1}$ [16] ; $\alpha^2_{N_2^+} = 3.5\ 10^{-13}(W/W_g)^{-1}{}_m\ {}^3{}_s{}^{-1}$ [17]

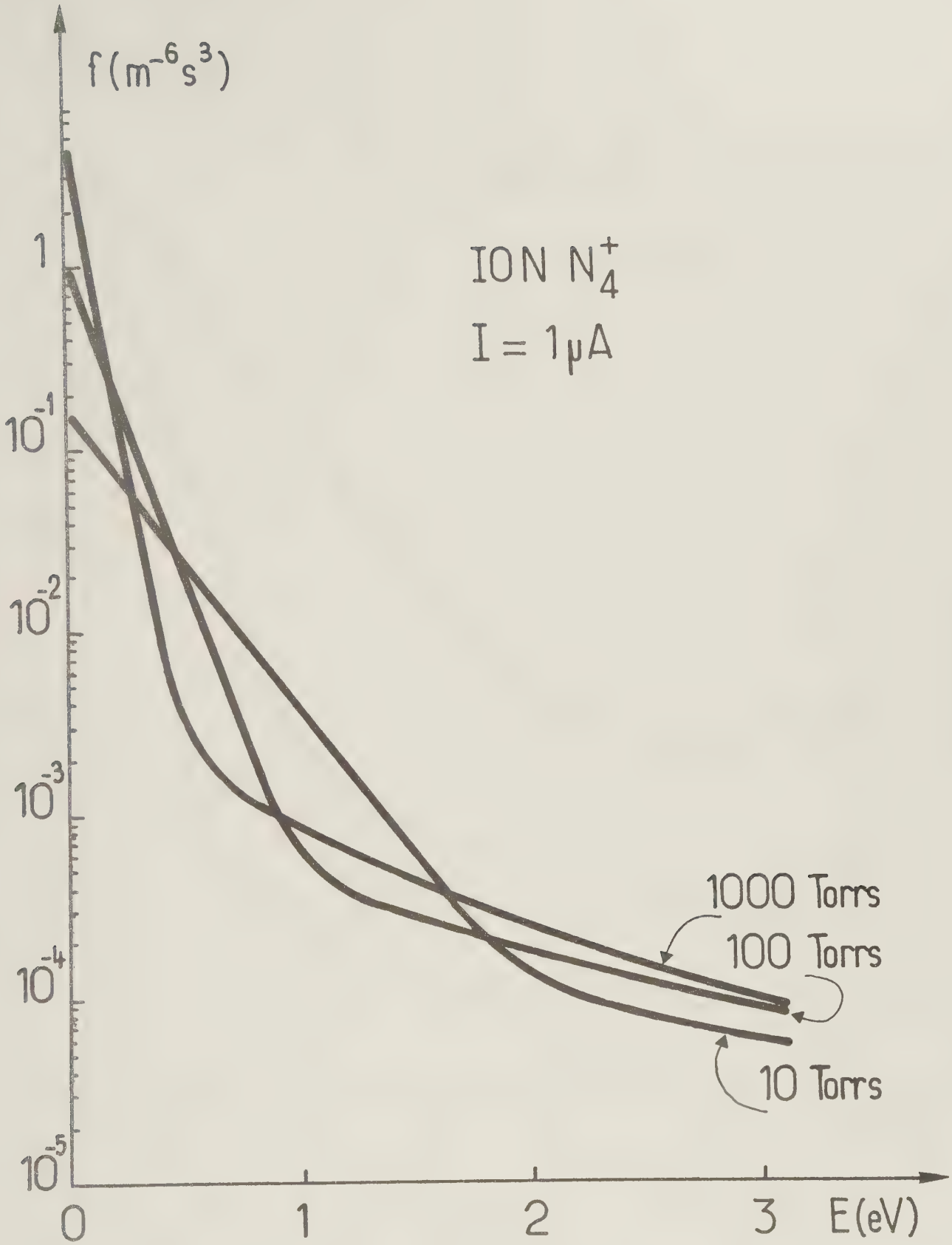


Figure (3.3)

Evolution de la fonction de distribution avec la pression.

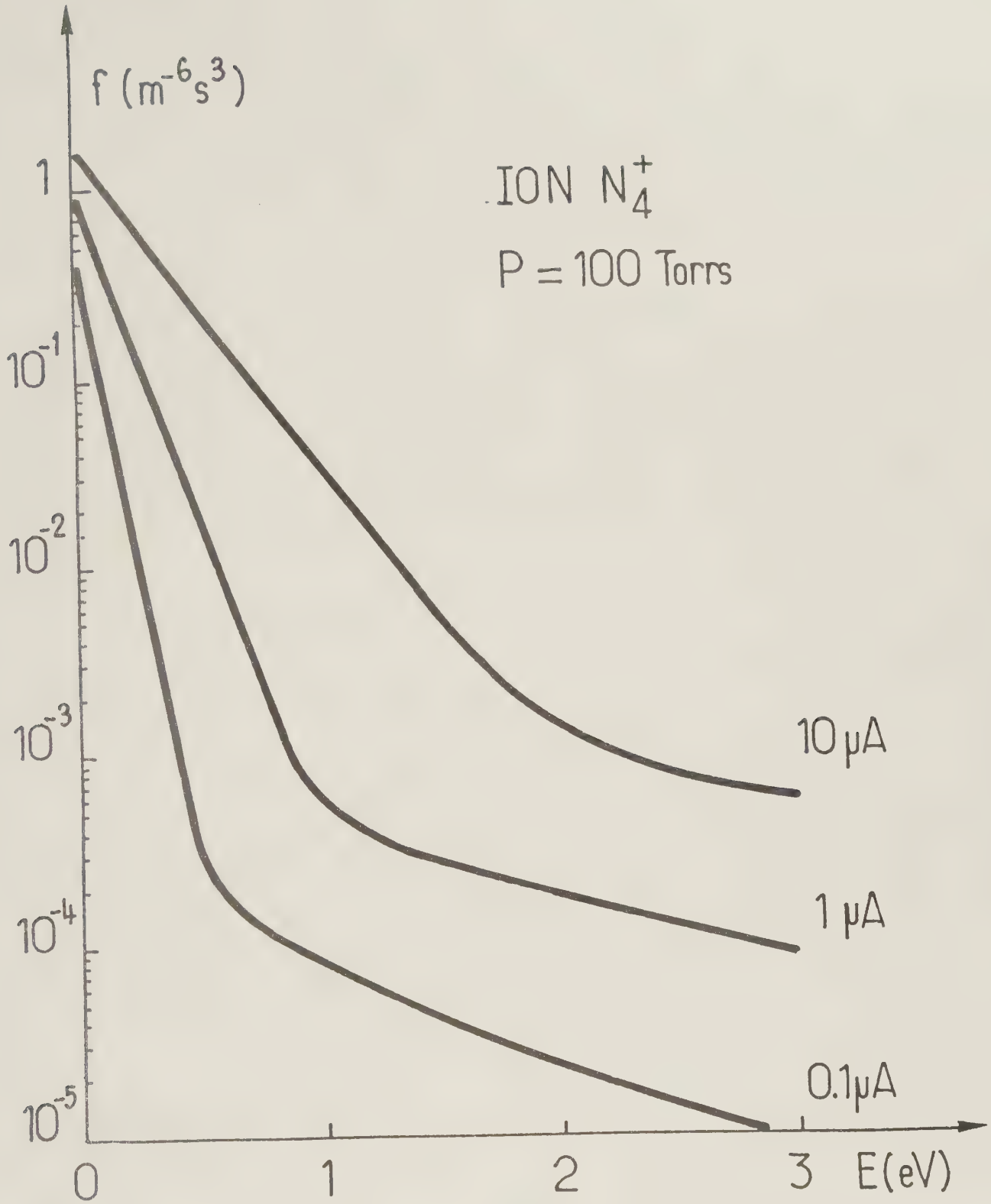


Figure (3.4)

Evolution de la fonction de distribution avec le courant.

$$n_e = \frac{I}{\tau}\, g\left(\frac{n_e}{P}\right)$$

d'où

$$\frac{I}{P} = h\left(\frac{n_e}{P}\right)$$

g et h désignant des fonctions de n_e/P.

La figure (3.5) présente les courbes I/P et ν_{eff}/P en fonction de n_e/P. On remarque qu'elles sont linéaires en coordonnées logarithmiques sur une gamme de I/P supérieure à deux décades. Ainsi I/P et ν_{eff}/P s'expriment comme des fonctions de la forme $(n_e/P)^{\sigma}$ où σ ne dépend que de l'espèce ionique. Il en résulte finalement que n_e et ν_{eff} peuvent être écrites sous la forme

$$\{n_e, \nu_{eff}\} = A_{1,2}\, P^{\gamma_{1,2}}\, I^{1-\gamma_{1,2}} \qquad (3.2.2)$$

De façon similaire, on montre que

$$\{T_e, T_M\} = A_{3,4}(I/P)^{\gamma_{3,4}} \qquad (3.2.3)$$

Les valeurs de A_j et γ_j (j = 1,2,3,4) déduites des résultats ne dépendent que de l'espèce ionique et ont été calculées par une méthode des moindres carrés. Elles sont reportées dans le tableau (3.2) pour les deux types d'ions considérés et à titre indicatif pour le cas de l'ion Ne_2^+.

3. DISCUSSION DES RESULTATS

La signification physique des résultats ne peut être comprise que si les processus d'équilibre du plasma le sont. En particulier, puisque les échanges d'énergie sont régis par les collisions élastiques électron-neutre et les collisions coulombiennes, il nous a paru intéressant d'étudier leur rôle respectif

sur le plasma. Nous mènerons donc cette discussion en étudiant tout d'abord le rôle des collisions électron-électron puis l'importance de chaque terme de flux. Enfin, nous donnerons une interprétation physique des résultats.

3.1. ROLE DES COLLISIONS COULOMBIENNES

Nous avons vu au chapitre I que, bien que les collisions électron-neutre soient les plus nombreuses, les collisions électron-électron ne sont néanmoins pas négligeables, le plasma appartenant à la catégorie des plasmas intermédiaires.

On peut mettre en évidence leur rôle en comparant les résultats du calcul à ceux obtenus lorsqu'elles ne sont pas prises en compte. En effet, dans ce dernier cas, l'équation (3.1.12) prend la forme

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} = -2xy_1 + b_k \tau x^{-s} y_k \qquad (3.3.1)$$

L'appendice 4 présente les solutions de cette équation calculées analytiquement aux faibles et aux grandes valeurs de x. Comme pour le cas général, la résolution aux énergies intermédiaires est calculée par une méthode numérique et un exemple de distribution obtenue comparé à celle calculée en prenant en compte les collisions coulombiennes, pour les mêmes paramètres extérieurs, est donné sur la figure (3.6). Cet exemple fait apparaître par la négative que l'influence des collisions électron-électron est de ramener la population électronique vers un équilibre maxwellien comme on pouvait s'y attendre. Globalement, cependant, les collisions coulombiennes ne peuvent ni faire perdre, ni faire gagner d'énergie aux électrons et la température résultant de la mise en équilibre du plasma est donc déterminée par les collisions sur les neutres et les recombinaisons.

Au niveau des grandeurs macroscopiques, l'effet des collisions électron-électron se traduit par un accroissement de la

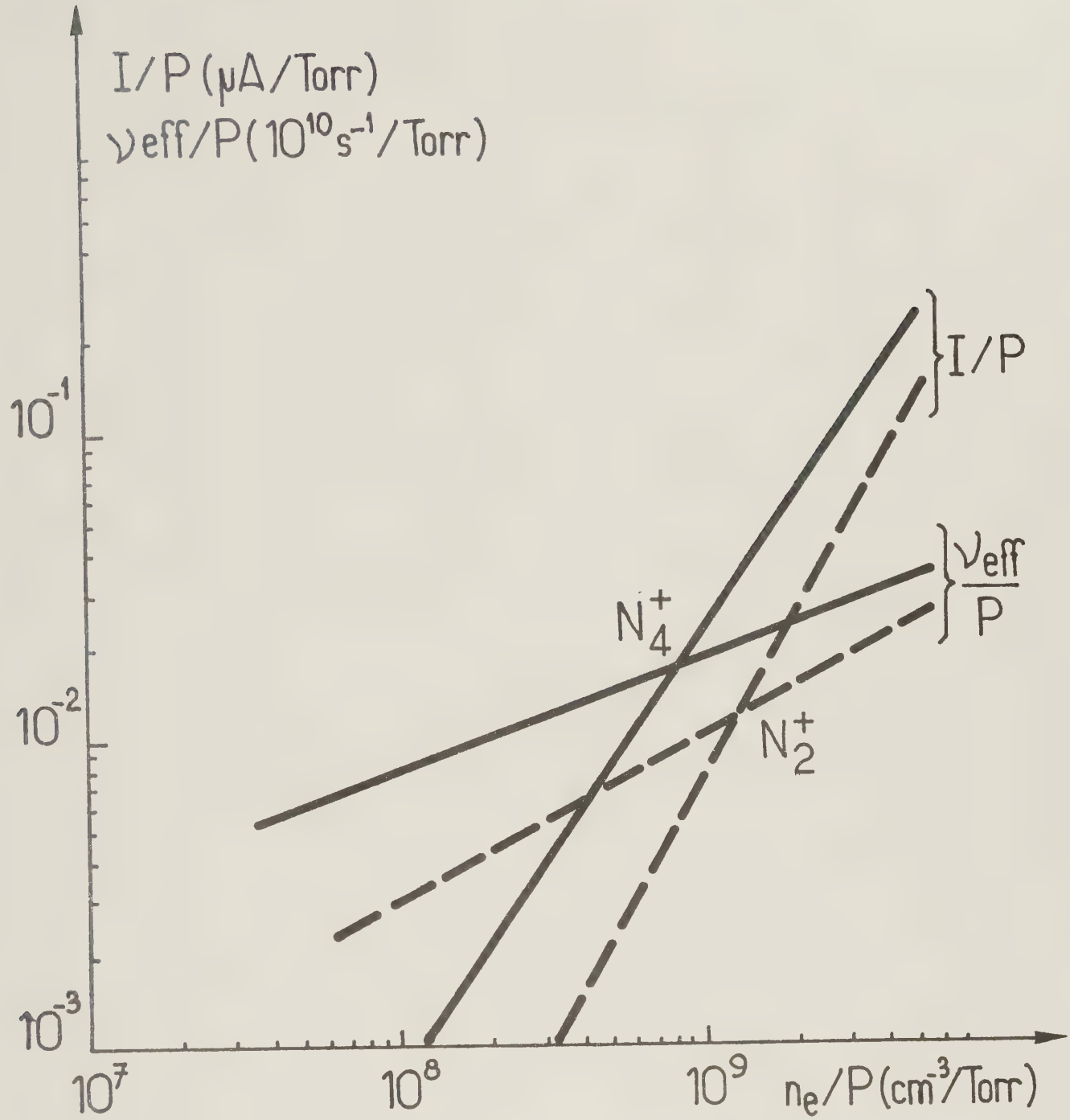


Figure (3.5)

Lois de variation générales de la densité n_e et de la fréquence de collision ν_{eff} des électrons en fonction des paramètres expérimentaux courant de faisceau I et pression de néon P.

	N_2^+	N_4^+	Ne_2^+	
n_e (cm^{-3})	$1,54.10^{10}$	$1,25.10^{10}$	$2,29.10^{10}$	A_1
	0,444	0,336	0,413	γ_1
ν_{eff} (s^{-1})	$4,33.10^{8}$	$4,78.10^{8}$	$4,08.10^{8}$	A_2
	0,717	0,748	0,709	γ_2
T_e (K)	8050	9330	5657	A_3
	0,341	0,294	0,294	γ_3
T_M (K)	5880	6670	4095	A_4
	0,34	0,33	0,279	γ_4

TABLEAU (3.2)

Valeurs des coefficients A_j et γ_j des expressions (3.2.2) et (3.2.3)

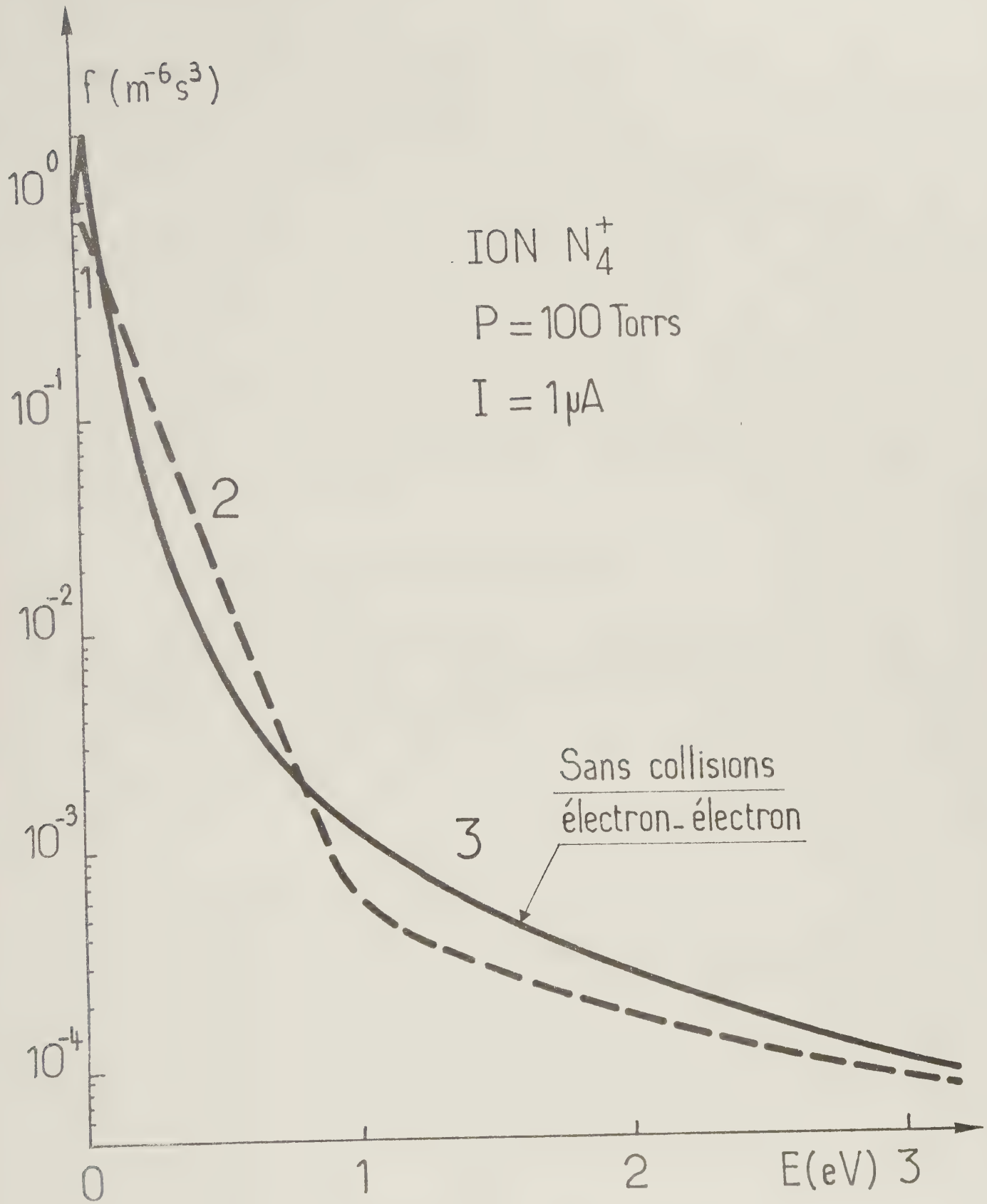


Figure (3.6)

Influence des collisions électron-électron sur la fonction de distribution.

température électronique équivalente comme on le voit sur la figure (3.7). Ceci révèle, ainsi que nous le verrons plus loin, que la température de la distribution résulte d'une part, bien sûr, de la thermalisation sur les neutres, mais aussi d'un échauffement des électrons maxwelliens sur la queue de la distribution. De ce fait, les électrons sont ramenés dans une région où leur probabilité de recombinaison est plus faible, ce qui se traduit par une augmentation de densité.

Ce résultat est très important puisqu'il montre que les collisions électron-électron ne conservent pas nécessairement l'énergie et le nombre de particules. Tel serait le cas cependant si le coefficient de recombinaison ne dépendait pas de l'énergie.

3.2. COMPARAISON DES TERMES DE FLUX

Nous avons représenté sur la figure (3.8), les flux G_{ee} et G_{eN} obtenus pour deux pressions différentes et un courant de 1 µA lorsque l'ion N_4^+ est dominant. Les parties au-dessus de l'eV sont détaillées sur la figure (3.9). Nous allons discuter sur ce cas qui est qualitativement semblable à celui où l'ion N_2^+ est prépondérant.

3.2.1. Terme G_{eN}

Nous commencerons par examiner le comportement de G_{eN} qui apparait toujours négatif. Ceci s'explique aisément. En effet, on sait que le terme de Chapman et Cowling tend à ramener les électrons vers l'équilibre thermodynamique avec les neutres. Les électrons du plasma constituant, ainsi que nous le verrons deux populations d'énergie moyenne supérieure à celle des neutres, le retour à l'équilibre ne peut se faire que par un peuplement de la région des faibles énergies.

Le terme G_{eN} passe par un minimum dans la région où la maxwellienne prédomine et l'on peut montrer (cf. Appendice 4) que ce minimum est situé à une énergie

$$E_{min}\ (eV) = \frac{s+1}{2}\ \frac{kT_M}{e} \qquad (3.3.2)$$

Sa position dépend donc de la température T_M de la maxwellienne et de la variation de la fréquence de collision avec la vitesse des électrons par l'intermédiaire de s.

Après être passé par ce minimum, G_{eN} croît. On observe la présence d'un maximum peu marqué ainsi qu'on peut le voir sur la figure (3.9). Cette région correspond à l'emplacement du coude de la fonction de distribution, c'est-à-dire à une zone où f commence à s'écarter notablement de la maxwellienne f_o.

Ensuite, G_{eN} tend asymptotiquement vers le terme de pertes car, comme nous l'expliquerons plus loin, G_{ee} tend vers zéro.

Les flux ont été représentés en valeurs réelles et ceci permet de mettre en évidence le rôle de la pression. La décroissance des flux avec la pression est liée bien sûr à celle de la densité électronique. De plus, la température de la maxwellienne augmentant lorsque la pression diminue, on observe à 20 torrs un déplacement de la position du minimum et du maximum de G_{eN} vers une énergie plus élevée qu'à 100 torrs.

3.2.2. Terme G_{ee}

Le comportement de G_{ee} est de nature différente puisqu'il est tantôt positif et tantôt négatif. On peut cependant l'expliquer qualitativement par un raisonnement simple, en considérant que le rôle des collisions coulombiennes est de ramener la population électronique vers un équilibre maxwellien. De ce fait, si l'on compare les fonctions de distribution obtenues avec et sans prise en compte de ces collisions (cf. figure (3.6)), on voit qu'il existe des régions d'énergie pour lesquelles le retour à l'équilibre implique un déplacement dans le sens décroissant, c'est-à-dire une décélération : tel est le cas pour les régions 1 et 3. Pour d'autres, telle la région 2, les collisions coulombiennes tendent à accélérer les électrons. Les points pour lesquels ces deux populations coïncident correspondent, à l'évidence, à un flux nul.

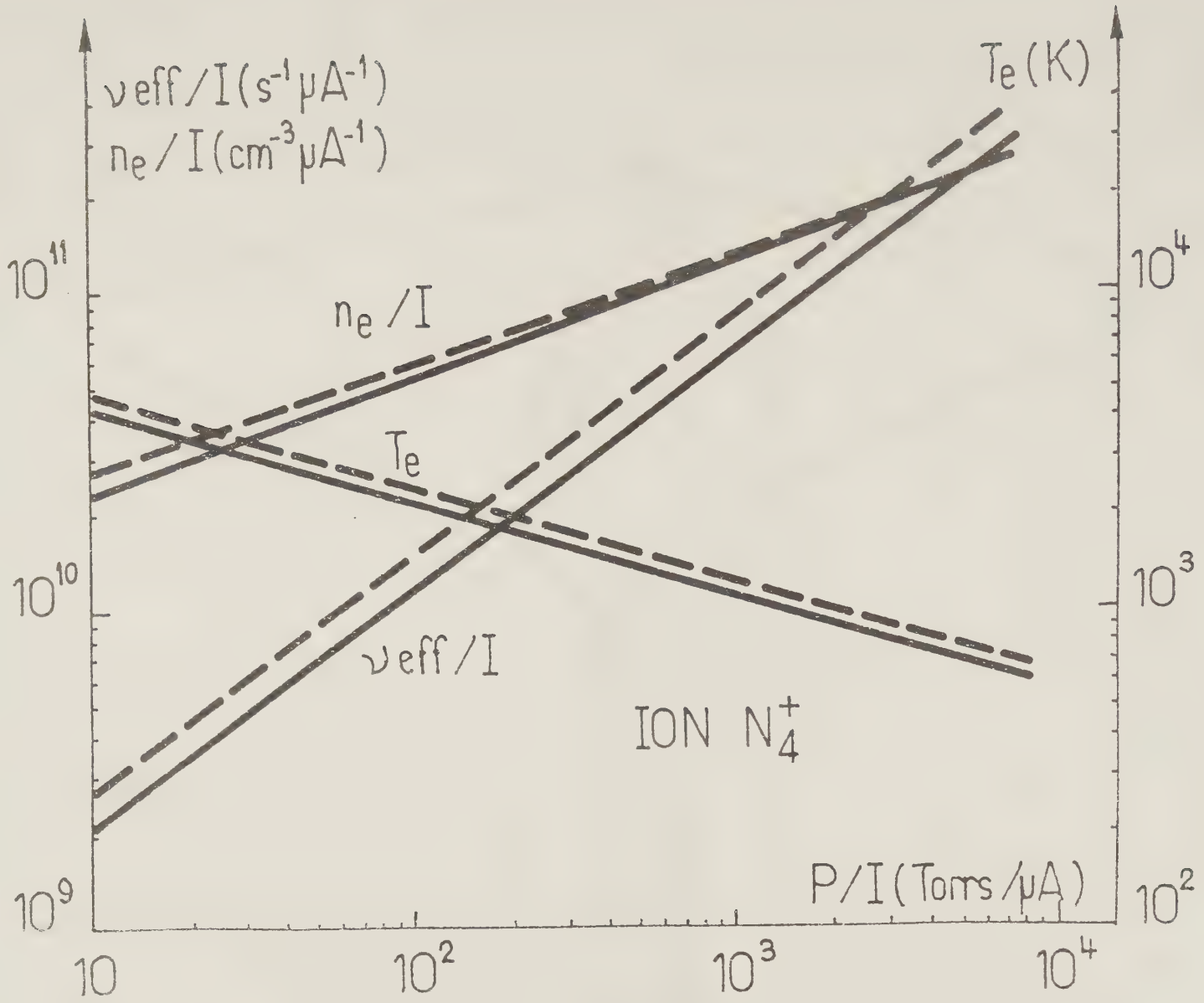


Figure (3.7) : Influence des collisions coulombiennes sur les moyennes calculées.
(---) avec collisions coulombiennes, (——) sans collisions coulombiennes.

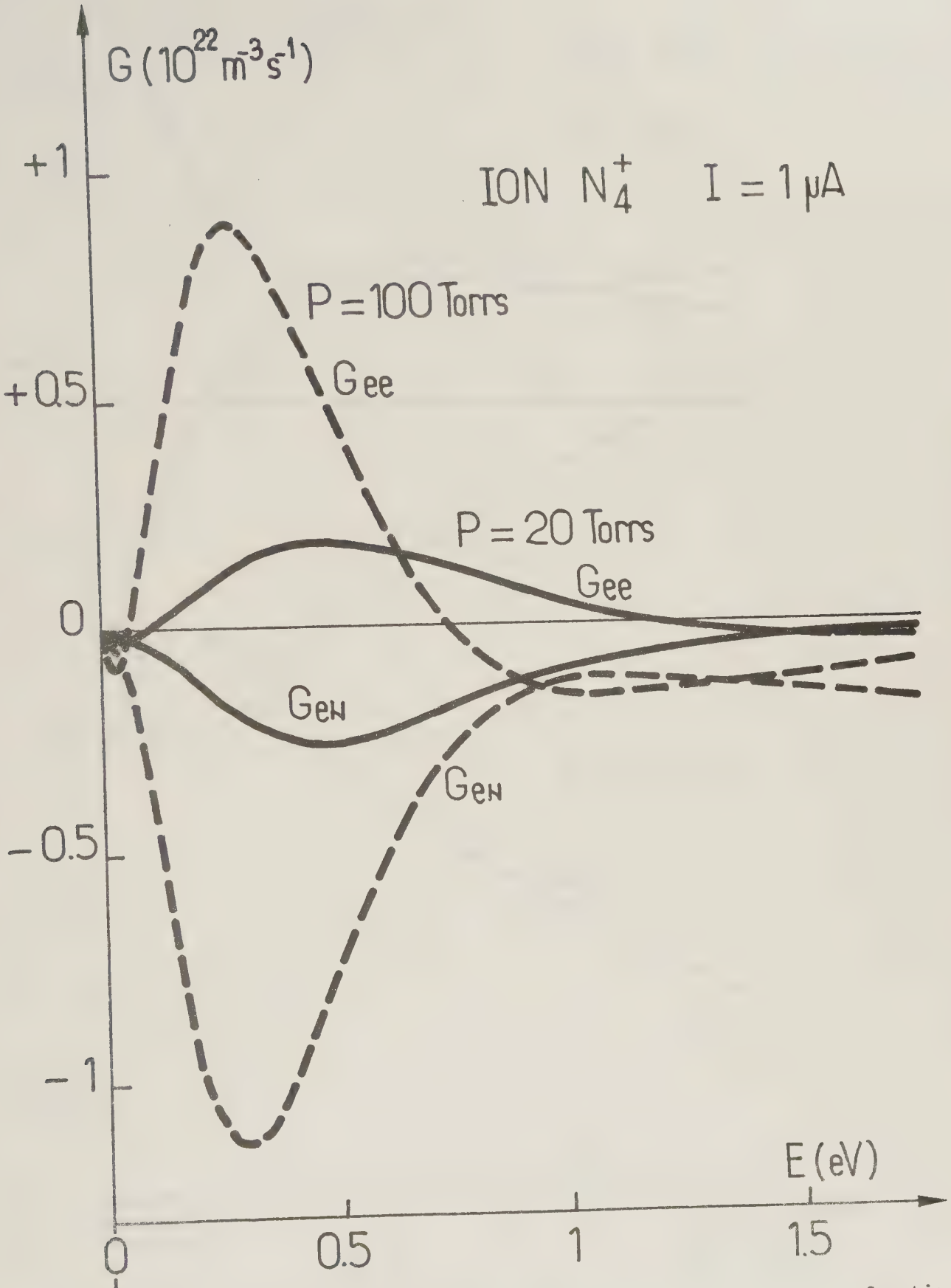


Figure (3.8) : Flux dans l'espace des vitesses, G_{ee} et G_{eN} en fonction de l'énergie des électrons, pour deux pressions différentes : 20 torrs (——) et 100 torrs (---) et un courant de faisceau de 1 µA.

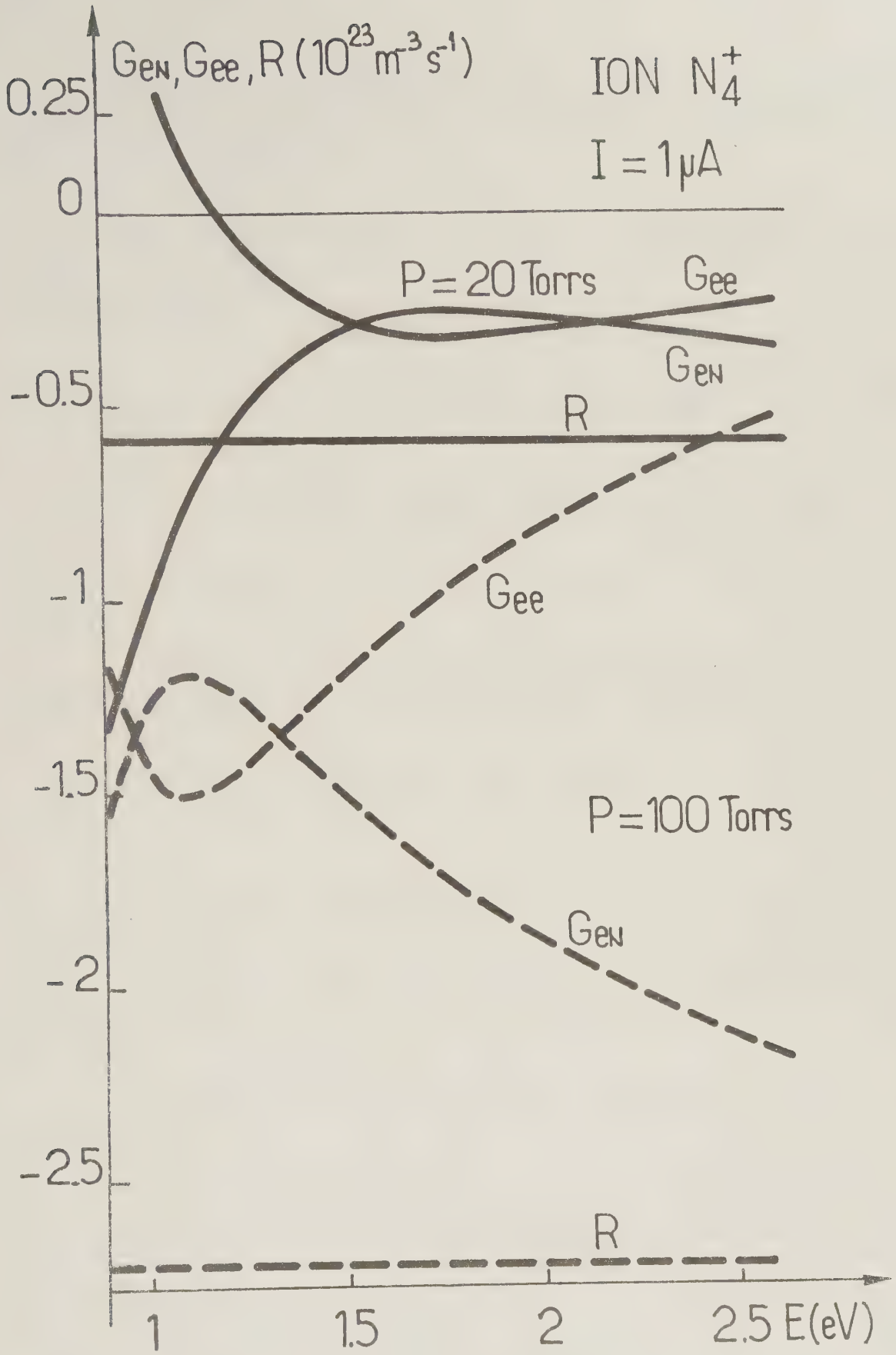


Figure (3.9) : Flux dans la région à moyenne énergie de la fonction de distribution pour deux pressions de Néon : 20 torrs (——) et 100 torrs (---) et un courant de faisceau

A ce raisonnement qualitatif, on peut ajouter un certain nombre de remarques quantitatives liées à l'étude analytique des différents termes.

En effet, puisque la fonction de distribution est décomposable sous la forme $f = f_o + f_1$, on peut calculer que G_{ee} s'écrit formellement :

$$G_{ee} = -k\left\{\left(f_1 + \frac{T_M}{2xT_g}\frac{\partial f_1}{\partial x}\right)\int_o^x f_o x^2 dx + (f_o+f_1)\int_o^x f_1 x^2 dx + \left(\frac{1}{3x}\frac{\partial f_1}{\partial x} - \frac{2}{3}\frac{T_g}{T_M}f_o\right)\left(\int_o^x x^4 f_1 dx + x^3\int_x^\infty f_1 x dx\right)\right\} \qquad (3.3.3)$$

où k est une constante.

Dans la région où f_o est prépondérante, il est aisé de voir que l'expression (3.3.3) prend la forme simplifiée

$$G_{ee} = \frac{2}{3}\,k\,\frac{T_g}{T_M}\,f_o x^3\int_x^\infty f_1 x dx \qquad (3.3.4)$$

Cette relation représente la "friction dynamique" du corps maxwellien sur les électrons rapides. Autrement dit, dans la région de la maxwellienne, le principal mécanisme d'interactions électroniques est le chauffage des électrons maxwelliens sur les électrons de la queue.

L'examen de l'expression (3.3.4) donne lieu à deux remarques :

- Le flux G_{ee} est positif dans la région de la maxwellienne f_o ce qui traduit bien un "chauffage" des électrons de cette région.

- Dans l'hypothèse où la fonction f_1 serait strictement nulle le flux G_{ee} le serait également. On retrouve là le fait bien connu que G_{ee} doit être nul à l'équilibre maxwellien. Le

simple fait que f_1 diffère de zéro ne serait-ce que sur un intervalle très restreint d'énergie conduit donc à un flux positif dans la région de la maxwellienne. Il est cependant clair que plus cet intervalle sera restreint et les valeurs de f_1 petites, plus le flux G_{ee} sera faible.

Dans la même région, G_{ee} passe par un maximum correspondant à peu près à la même énergie que le minimum de G_{eN}. Ceci est lié au fait qu'en ce point, le terme de pertes a presque atteint sa valeur asymptotique, de telle sorte que

$$\frac{d}{dx} G_{eN}\Big]_{x_{min}} + \frac{d}{dx} G_{ee}\Big]_{x_{min}=x_{max}} = 0$$

A fortiori, pour les énergies les plus élevées, les dérivées restent toujours opposées.

Par ailleurs, du fait que G_{ee} ne contient que des termes non linéaires en f, ceux-ci disparaissent très rapidement lorsque f diminue. En pratique, on observe que G_{ee} devient négligeable au-dessus de 1,5 eV environ. Dans cette région, les collisions coulombiennes n'ont plus aucun effet.

Il existe un domaine dans lequel les termes G_{eN} et G_{ee} sont du même ordre de grandeur ce qui se traduit par une importance équivalente des collisions sur les électrons et sur les neutres. Ce domaine, autour de 1 eV correspond à la région du coude de la distribution, transition entre la maxwellienne et la queue.

Enfin, dans la région des très faibles énergies, où le flux G_{ee} est négatif, le terme prédominant de l'expression (1.3.9) est $-\frac{\partial f}{\partial w} w^2 \int_w^\infty fwdw$ qui correspond à un terme de diffusion dans l'espace des vitesses. La fonction de distribution que nous avons calculée apparait de façon tout à fait inhabituelle croissante au voisinage de l'origine (cf. Appendice 4), ce qui rend dans cette région le flux G_{ee} négatif. En d'autres termes, le

déficit en électrons de faible énergie résultant de leur recombinaison très active se traduit par un flux de diffusion tendant à combler ce déficit.

Il est à noter cependant que G_{ee} demeure négatif sur une plage d'énergie où f n'est plus croissante. Ceci montre qu'alors, le terme dominant de la relation (1.3.9) est $f \int_o^w fw^2 dw$ qui exprime le refroidissement d'un électron de vitesse w sur les électrons de vitesse inférieure.

Enfin, on observe que G_{ee} décroit en amplitude lorsque la pression diminue, ce qui traduit une décroissance de la densité électronique. En outre, l'accroissement de la longueur de la queue lorsque P décroit se manifeste par un effet semblable sur G_{ee}.

3.3. ACCELERATIONS MOYENNES

Les flux G_{ee} et G_{eN} peuvent toujours être écrits sous la forme

$$G(w) = 4\pi w^2 f \langle\gamma\rangle \qquad (3.3.5)$$

où $\langle\gamma\rangle$ représente la moyenne statistique de l'accélération subie par un électron de vitesse w au cours d'un choc.

On peut ainsi associer aux flux G_{ee} et G_{eN} les accélérations $\langle\gamma_{ee}\rangle$ et $\langle\gamma_{eN}\rangle$ représentées sur la figure (3.10). Notons que ces quantités n'ont pas un sens général mais correspondent, comme les flux, à une solution f, c'est-à-dire à des valeurs données des paramètres expérimentaux. Elles ont néanmoins le mérite d'avoir une signification physique simple.

Nous n'étudierons pas en détail ces grandeurs dont le comportement est régi par celui des flux. Cependant, il est intéressant de remarquer que $\langle\gamma_{eN}\rangle$ représente toujours une décélération d'autant plus importante que l'énergie est élevée alors

que $\langle \gamma_{ee} \rangle$ est suivant les domaines énergétiques une accélération ou une décélération.

L'ensemble des résultats obtenus montre finalement que les collisions électron-électron jouent un rôle important pour la mise en équilibre du plasma.

3.4. SIGNIFICATION PHYSIQUE DES RESULTATS

3.4.1. Influence des paramètres expérimentaux

Indépendamment de l'espèce ionique, l'évolution de f et de ses moments avec la pression est régie en partie par l'importance du terme source. L'étude des flux nous permet de conclure que la température T_e de la distribution résulte de l'équilibre entre son refroidissement sur les neutres et son chauffage sur les électrons rapides non maxwelliens. Puisque ceux-ci proviennent des électrons germes, il est raisonnable d'observer une augmentation de T_e avec le courant.

Par ailleurs, l'augmentation de la pression conduit à une thermalisation importante des électrons sur les neutres. Ainsi T_e tend asymptotiquement vers la température du gaz.

Aux grandes valeurs de I et aux faibles valeurs de P, donc aux fortes températures, nous avons vu (cf. figures (3.3) et (3.4)) que la longueur de la queue de la distribution diminuait. Ceci résulte des collisions électron-électron. En effet, la fréquence de ces collisions suit une loi en[9] $n_e/w^{3/2}$ et la fréquence de thermalisation déduite de la relation (3.1.6) en $w^{1,7}$ N. Ainsi il est clair que ces deux fréquences seront égales en une énergie d'autant plus élevée que le rapport n_e/N le sera. Les collisions coulombiennes ont donc un "rayon d'action" croissant avec le degré d'ionisation de quoi il résulte, à l'évidence, une maxwellianisation plus importante.

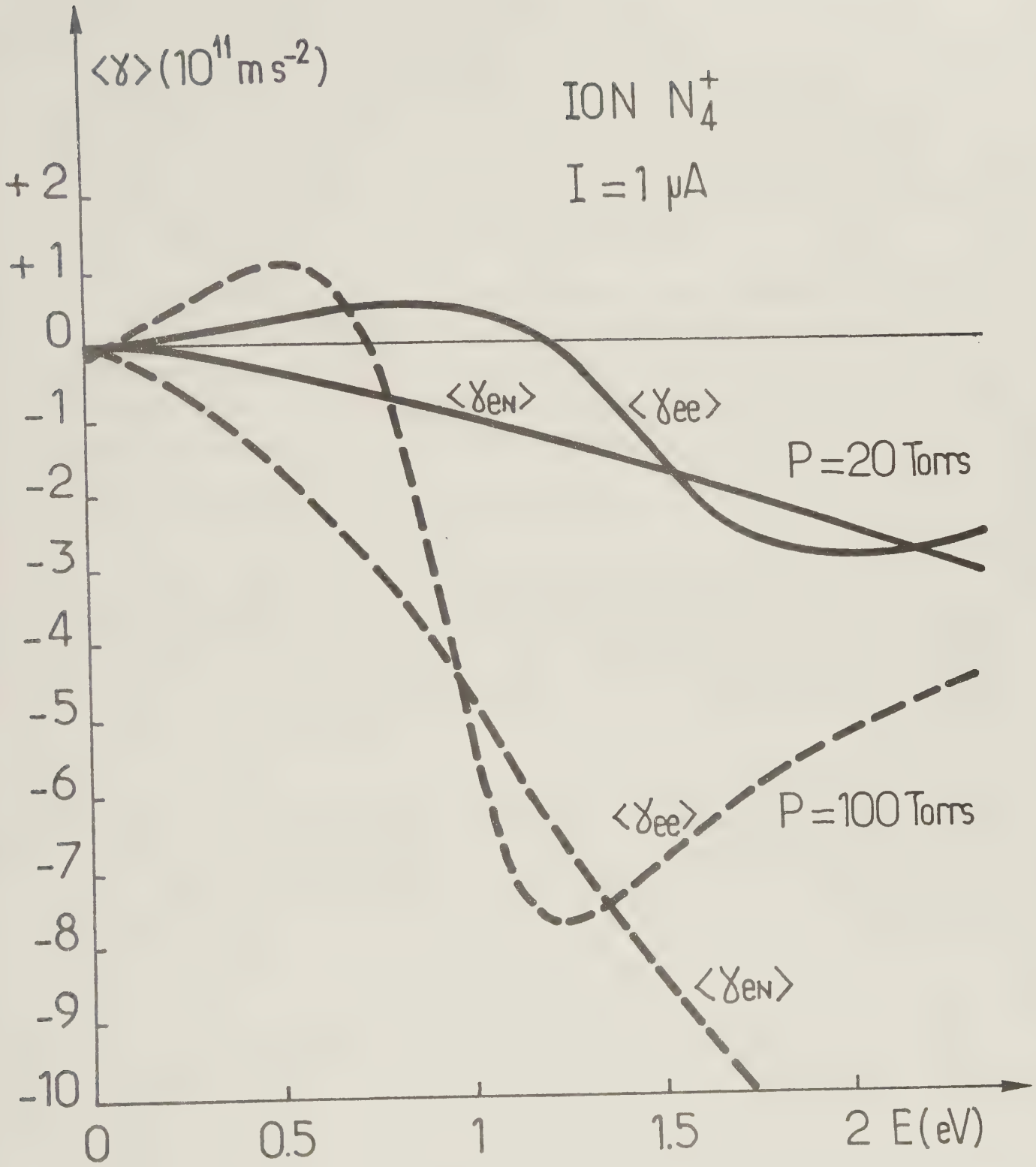


Figure (3.10)

Accélérations $\langle \gamma_{ee} \rangle$ et $\langle \gamma_{eN} \rangle$ en fonction de l'énergie des électrons.

3.4.2. Influence de l'ion dominant

Du fait même que le degré d'ionisation est plus faible en présence d'azote que dans le néon pur, comme le montrent les résultats du tableau (3.2), l'observation précédente entraîne que les collisions coulombiennes jouent un rôle plus restreint en présence d'ions N_4^+ surtout. Ceci se traduit donc par un accroissement de la longueur de la queue de distribution.

Outre la diminution de la densité électronique, le tableau (3.2) indique une augmentation de la fréquence de collision en présence d'ions d'azote, liée, à l'évidence, à celle de la température électronique. Nous allons étudier ces variations en détail lors du passage d'un type d'ion dominant à un autre.

. Passage de l'ion N_2^+ à l'ion N_4^+

Le rapport des densités électroniques obtenues en présence d'ions N_2^+ à celles obtenues avec N_4^+ est donné sur la figure (3.11) en fonction du rapport P/I. On remarque qu'il est voisin de 2 ce qui est conforme aux observations relatées au chapitre II et qu'il croît avec P/I.

Le rapport des fréquences de collision est présenté sur la même figure. Il varie peu mais décroît cependant avec P/I. Cet effet est caractéristique de l'augmentation de l'énergie moyenne de f, déjà mis en évidence sur les fonctions de distribution de la figure (3.1) alors que la diminution de la densité est liée à celle de f dans sa région de faible énergie.

Ces modifications microscopiques en présence d'ions N_4^+ révèlent l'évolution du coefficient de recombinaison de cet ion en fonction de l'énergie. Nous avons montré au chapitre II que $\alpha_{N_4^+}$ prend des valeurs importantes à basse énergie ce qui contribue donc à vider la fonction de distribution de ses électrons lents. Par contre, à moyenne énergie, $\alpha_{N_4^+}$ devient inférieur à $\alpha_{N_2^+}$. De ce fait, les électrons de la queue sont plus nombreux et

conduisent donc à un chauffage plus important des électrons maxwelliens. Ceci peut d'ailleurs être mis en évidence en examinant la fonction de répartition des électrons. Cette fonction représente le nombre d'électrons par unité de module de vitesse c'est-à-dire le produit $4\pi w^2 f$.

Sa valeur calculée (cf. figure (3.12)) montre qu'il apparait, pour chaque espèce ionique, deux populations qui se distinguent l'une de l'autre par l'existence de deux maxima auxquels on peut associer l'équivalent de deux énergies moyennes. La première que nous appellerons population lente possède un maximum vers 0,1 eV. L'autre, que nous appellerons population rapide a une énergie moyenne voisine de 1 eV. Le rapport des maxima respectifs est de l'ordre de 500.

En présence d'ions N_4^+, on remarque que le maximum de la population rapide est moins marqué qu'en celle d'ions N_2^+. Par ailleurs, l'ion N_4^+ contribue à déplacer le maximum de la population rapide dans le sens des énergies décroissantes et à l'inverse pour le maximum de la population lente. Ceci montre que l'échauffement des électrons maxwelliens sur la queue est plus important en présence d'ions N_4^+.

La diminution du rapport entre les maxima met par ailleurs en évidence la perte en électrons à faible énergie et au contraire le gain dans la région de la queue. De fait, nous avons calculé que ce rapport est diminué environ d'un facteur 3 lorsqu'on passe de N_2^+ à N_4^+.

. Passage de l'ion Ne_2^+ à l'ion N_2^+

De la même façon, le passage du néon pur à l'ion N_2^+ dominant se manifeste par les effets précédemment décrits, quoique moins importants. Une simple comparaison des coefficients de recombinaison des ions Ne_2^+ et N_2^+ montre que $\alpha_{N_2^+}$ est toujours supérieur à $\alpha_{Ne_2^+}$ sauf à très basse énergie ($E \lesssim 2.10^{-3}$ eV). De ce fait, en présence d'ions N_2^+, les électrons se recombinent plus rapidement que dans le néon pur et dégradent donc moins leur énergie. Il en résulte une augmentation de l'énergie moyenne et une diminution de densité.

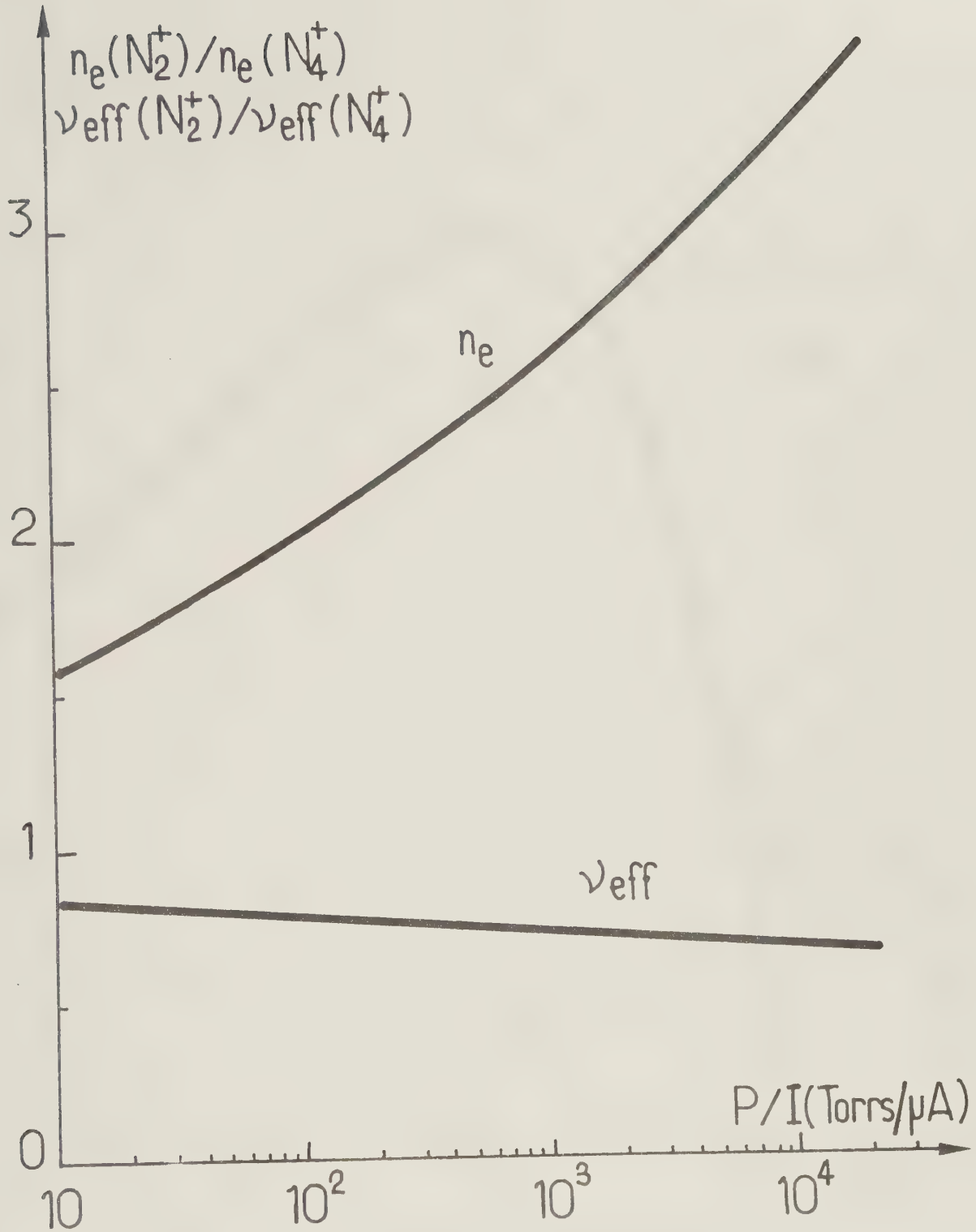


Figure (3.11)

Densités électroniques et fréquences de collision pour l'ion dominant N_4^+ rapportées aux valeurs correspondantes pour l'ion N_2^+, en fonction du rapport P/I.

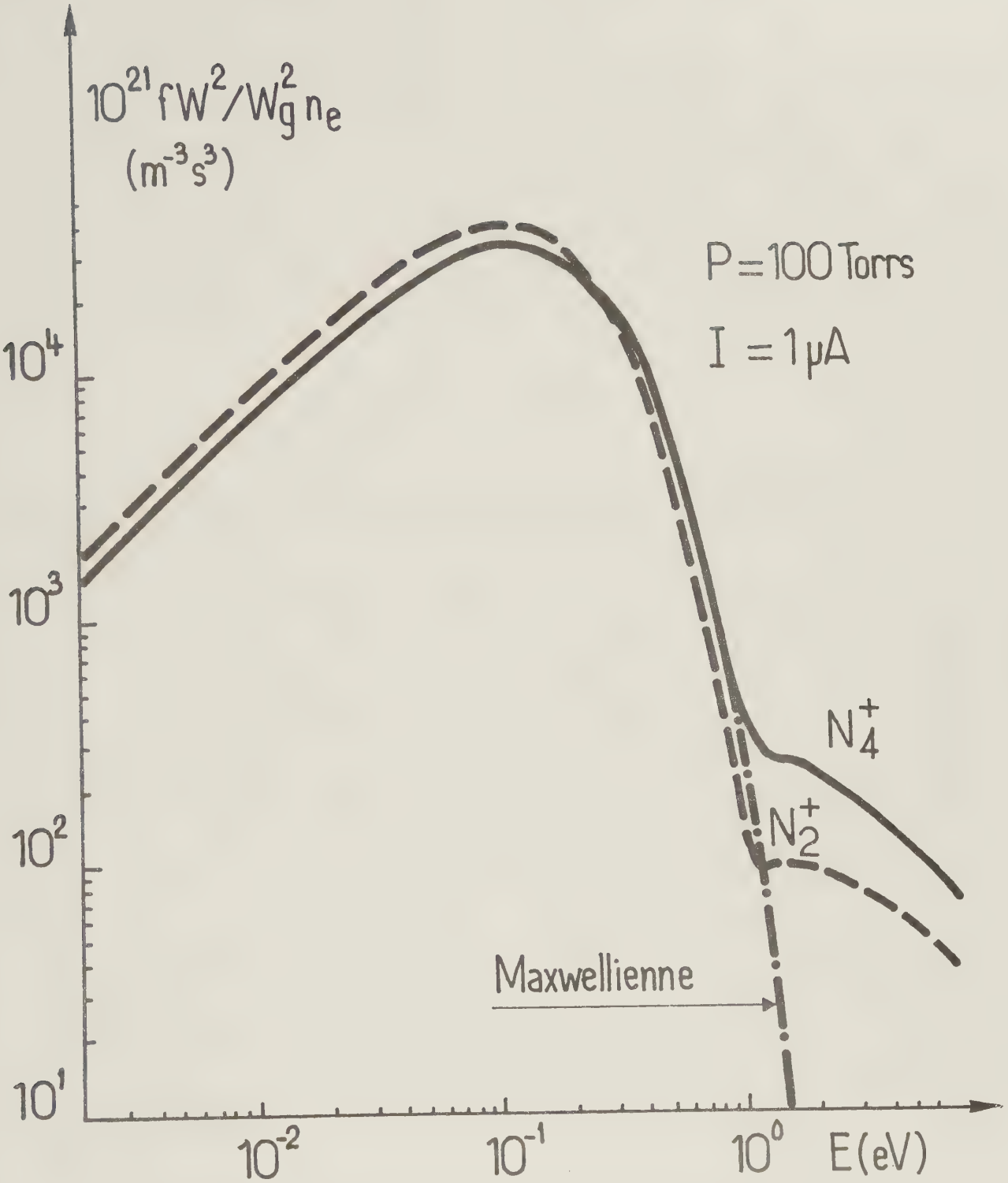


Figure (3.12) : Fonction de répartition des électrons en fonction de leur énergie. Résultats pour deux types d'ion dominant N_2^+ (---) et N_4^+ (——) dans 100 torrs de néon irradié par un faisceau de 1 μA.

. Durée de vie moyenne des électrons

La densité électronique qui est essentiellement déterminée par la partie à basse énergie de la distribution est très sensible à la modification du coefficient de recombinaison, lequel prend des valeurs importantes dans cette région justement. L'évolution de ce coefficient avec les paramètres extérieurs est bien mise en évidence par une autre grandeur physique : la durée de vie moyenne des électrons, définie par la relation :

$$\tau_R = 1/4\pi \int_0^{w_L} \alpha(w) f w^2 dw \qquad (3.3.6)$$

On obtient alors les expressions numériques du tableau suivant

	τ_R (s)	
ION Ne_2^+	$9{,}3.10^{-4}\ P^{-0,587}\ I^{-0,413}$	(3.3.7)
ION N_2^+	$6{,}25.10^{-4}\ P^{-0,556}\ I^{-0,444}$	(3.3.8)
ION N_4^+	$5{,}08.10^{-4}\ P^{-0,664}\ I^{-0,336}$	(3.3.9)

où P et I sont respectivement exprimés en torrs et µA. Ceci montre que τ_R est plus courte en présence d'ions N_4^+, décroît plus fortement lorsque la pression augmente et moins, au contraire, lorsque le courant croît. Le rapport des durées de vie correspond exactement au rapport des densités électroniques quand on passe de N_2^+ à N_4^+.

Pour les mêmes conditions extérieures, la durée de vie d'un électron est plus courte en présence d'ions N_4^+. De ce fait, il en résulte ainsi que nous l'avons déjà dit une augmentation de l'énergie moyenne et par suite de la fréquence de collision.

Il est facile de vérifier que pour des conditions moyennes (100 torrs, 1 μA) le rapport des durées de vie est plus important lorsqu'on passe de N_2^+ à N_4^+ que du néon pur à N_2^+.

. Lois de variation de n_e et ν_{eff}

Les lois de variation des diverses grandeurs physiques sont différentes pour les trois types d'ions (cf. tableau (3.2)). Cet effet traduit la variation de la température électronique équivalente T_e et donc de celle de la maxwellienne T_M lorsque le coefficient de recombinaison varie.

Pour ce qui concerne la densité électronique n_e, celle-ci est déterminée par la loi de conservation des particules. Du fait de sa convergence rapide, elle est seulement sensible à la modification de T_M et s'écrit donc :

$$n_e = \left(S/\alpha(T_M)\right)^{1/2} \qquad (3.3.10)$$

D'un point de vue quantitatif, en utilisant la loi de variation de T_M avec P et I donnée dans le tableau (3.2) on vérifie que dans le cas de l'ion N_4^+, l'expression (3.3.10) conduit bien à $n_e \simeq P^{0,336}$ ce qui montre que pour la loi $T_M \simeq (I/P)^{\gamma_4}$, γ_4 est donné avec une précision correcte.

La fréquence de collision effective est quant à elle sensible à l'évolution de T_e comme on peut le vérifier à partir de la relation (3.1.6) et des résultats du tableau (3.2). Autrement dit, ν_{eff} est sensible à l'importance de la queue de distribution.

. Conclusion

Finalement, l'ensemble de ces résultats met en évidence que la variation, tant microscopique que macroscopique, résultant de l'introduction d'azote est surtout sensible dans le cas où l'ion dominant est l'ion N_4^+.

Un certain nombre de vérifications "a posteriori" ont été faites. En premier lieu, le fait d'avoir négligé les collisions superélastiques s'est révélé tout à fait justifié (cf. Appendice 2) comme on pouvait s'y attendre.

Par ailleurs, l'introduction du terme source S(w) dans les calculs conduit à des modifications tout à fait négligeables des résultats. Il est à noter que le spectre en énergie utilisé pour ce calcul est déduit de l'Appendice 3 et ne concerne donc en fait que les électrons primaires créés directement par le faisceau. Nous avons cependant expliqué au chapitre I que le spectre total ne devait pas être de forme très différente. Ainsi, en utilisant un rayon de faisceau tel que le terme source calculé coïncide globalement avec l'expression (3.1.21), il est possible d'introduire S(w) dans l'équation de flux. Ce terme dépendant de la pression, la résolution du système d'équations a été menée en introduisant comme valeur pour P celle obtenue quand S(w) n'est pas pris en compte, à paramètre τ donné.

Les résultats obtenus se distinguent peu des précédents. Un exemple de la région à moyenne énergie de f est montré sur la figure (3.13). Il montre que l'incidence sur les résultats est faible et ne devient perceptible qu'au delà de l'électron-volt.

Finalement, ces remarques montrent que l'hypothèse du calcul est satisfaisante.

o o
o

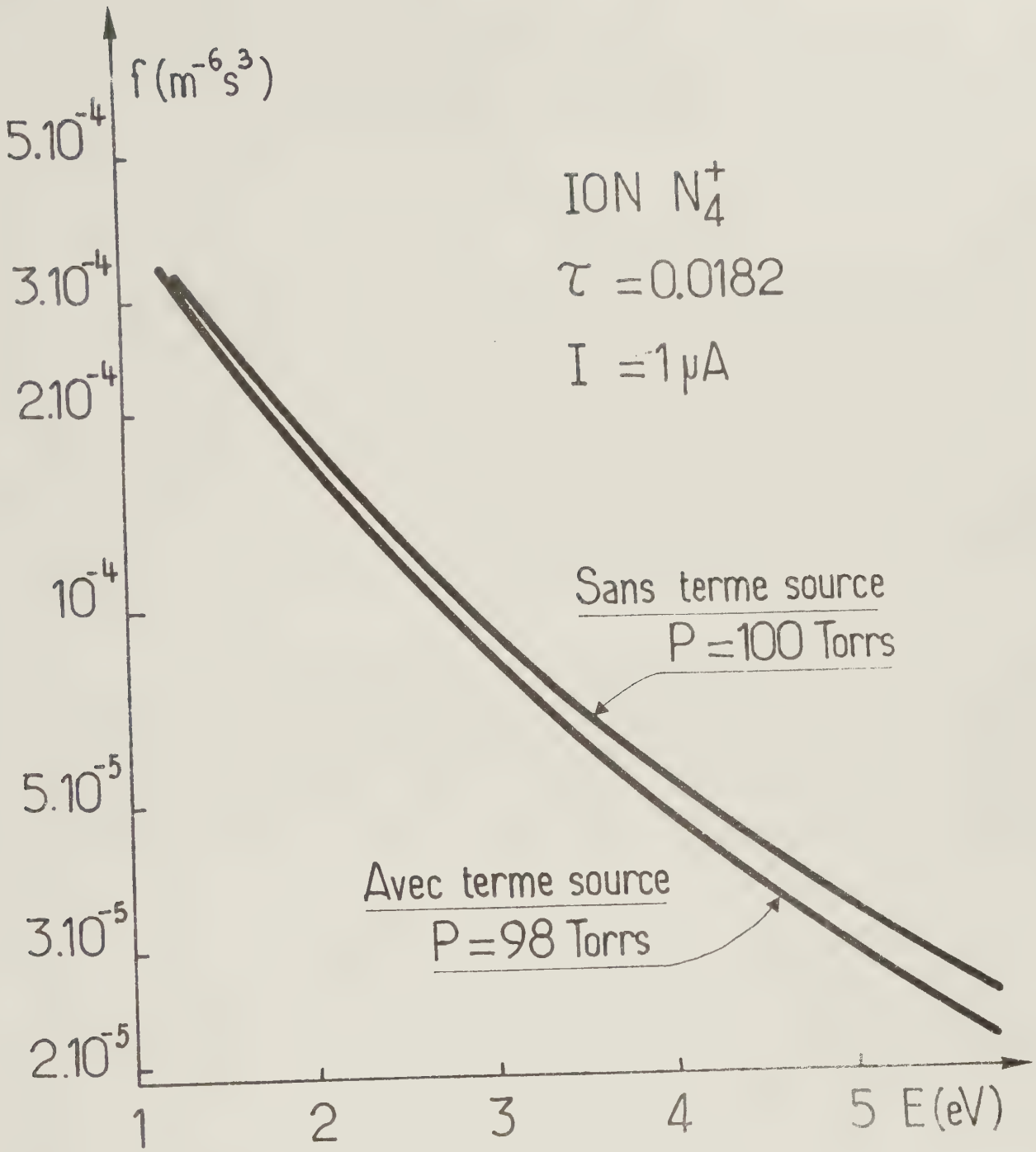


Figure (3.13)

Contribution du terme source à la partie à moyenne énergie de la fonction de distribution.

CHAPITRE IV

VERIFICATION EXPERIMENTALE

Les conditions de pression auxquelles nous travaillons ne permettent pas d'effectuer de manière satisfaisante une mesure directe de la fonction de distribution. On montre en effet[20] que la méthode de Druyvesteyn conduit, compte-tenu des effets collisionnels à une surestimation des énergies électroniques. D'autre part, l'utilisation d'une méthode de séparation électrostatique se heurte au problème de la destruction des particules chargées par collisions avec les neutres pendant la séparation de charges.

Dans ces conditions, il est nécessaire de choisir certains moments de f représentatifs de sa forme d'une part, et permettant d'autre part de mettre en évidence de façon non-équivoque l'apparition d'ions d'azote, plus particulièrement des ions N_4^+, lesquels, étant peu connus, ne peuvent être détectés par une méthode spectroscopique.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, notre choix s'est donc porté sur les mesures de la densité électronique et de la fréquence de collision effective. La première étant essentiellement déterminée par la partie à basse énergie de la distribution permet d'observer de façon indirecte le transfert d'ionisation du néon vers l'azote. On connait déjà les implications de cet effet (cf. Chapitre II).

La seconde est liée de façon étroite à l'importance de la queue et à l'accroissement de la température de la maxwellienne lorsque la quantité d'azote augmente. La fréquence de collision doit donc croître lorsqu'on passe de N_2^+ à N_4^+.

Les évolutions des grandeurs macroscopiques allant à l'inverse l'une de l'autre, elles sont donc bien représentatives de la modification de la fonction de distribution et peuvent donc permettre de conclure quant à la validité du modèle.

Ces deux quantités sont aisément mesurables à l'aide d'une technique de cavité résonnante, diagnostic particulièrement bien adapté aux paramètres typiques du plasma et permettant de plus d'obtenir des mesures simultanées de n_e et ν_{eff}.

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1.1. CREATION DU PLASMA

Le plasma est créé par un faisceau de protons de 2,1 MeV issu d'un accélérateur Van de Graaf dont la tension d'accélération peut varier entre 0 et 2,5 Mégavolts (A la sortie, le faisceau peut être dirigé sur trois voies différentes et notre dispositif est situé sur celle à 15°).

L'enceinte contenant le plasma est séparée de la partie sous vide par une fenêtre de Havar* de 2,5 µm d'épaisseur, capable de supporter une différence de pression supérieure à une atmosphère. La perte d'énergie des ions traversant la fenêtre est 0,17 MeV.

1.2. MONTAGE DE L'EXPERIENCE COTE CIBLE

Ce montage a été représenté sur la figure (4.1). L'enceinte est constituée en partie par un tube de quartz cylindrique de 1 cm

*Alliage composé essentiellement de cobalt, de chrome et de nickel. Densité : 8,3 g/cm^3, fabriqué par Hamilton Metal Science.

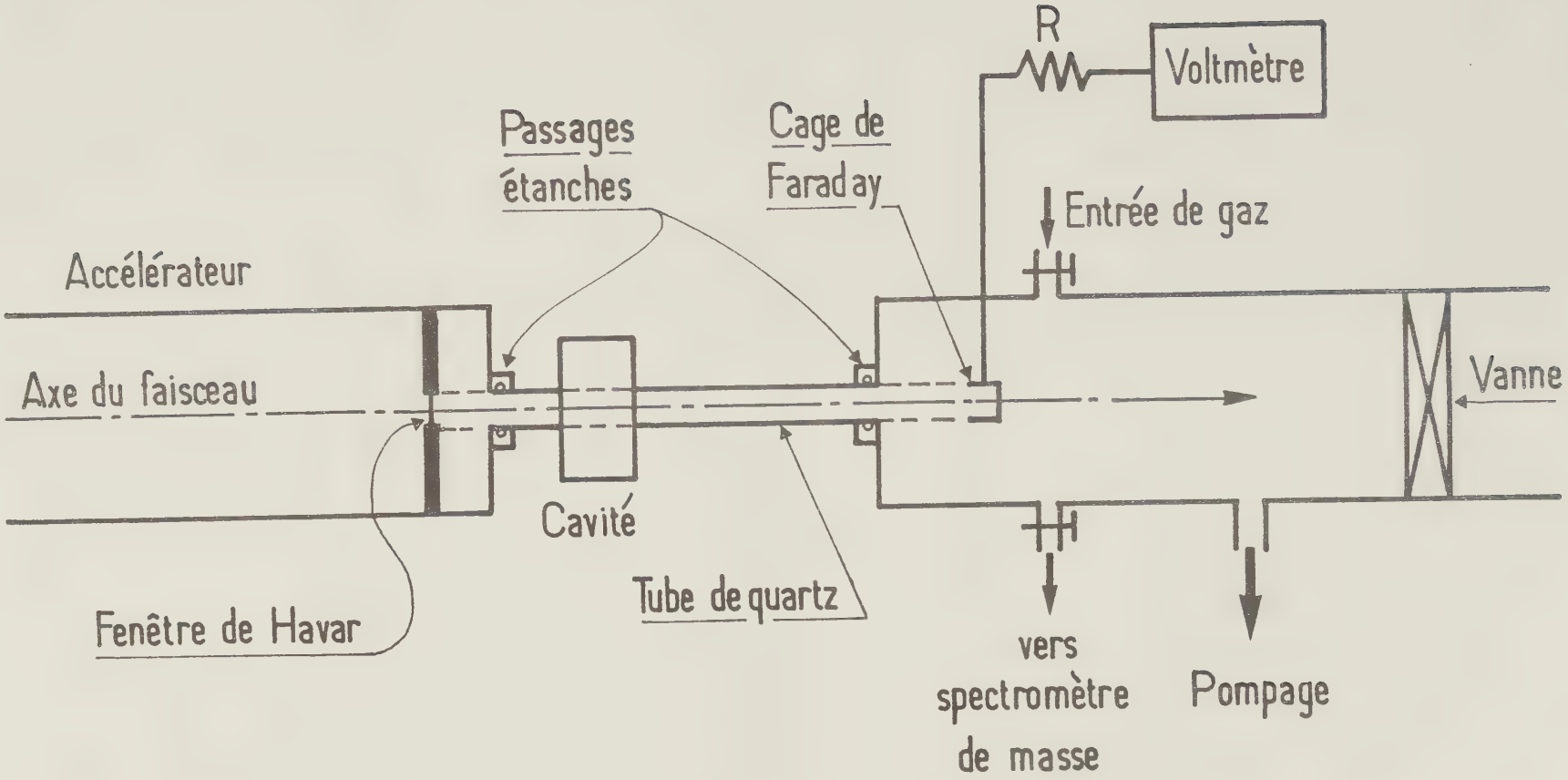


Figure (4.1)

Dispositif expérimental.

de diamètre extérieur et 0,8 cm intérieur, dont l'axe coïncide avec l'axe de propagation du faisceau. Ce tube est inséré dans une cavité résonnante et est maintenu à ses deux extrémités par deux passages étanches. En aval du tube, l'enceinte est constituée d'un large tube métallique permettant de disposer divers appareils de mesure : une cage de Faraday destinée à la mesure du courant du faisceau, une sonde de pression. L'ensemble du dispositif est relié à un groupe de pompage et au réservoir de néon. Enfin, une microfuite liée à un spectromètre de masse permet de réaliser une analyse de gaz.

1.3. DIAGNOSTICS HYPERFREQUENCES

1.3.1. Principe

Il est bien connu que l'introduction d'un plasma dans une cavité résonnante modifie la fréquence de résonance f et le facteur de surtension Q de la cavité de telle sorte que :

$$\frac{\Delta f}{f} = \eta \frac{\omega_p^2}{4\pi^2 f^2 + \nu_{eff}^2} \qquad (4.1.1)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = - \frac{\nu_{eff}}{\pi f} \frac{\Delta f}{f} \qquad (4.1.2)$$

avec ω_p la pulsation du plasma, ν_{eff} la fréquence de collision effective, η le facteur de forme qui tient compte de la géométrie du plasma et du mode de la résonance. Ce facteur est défini par

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\int \frac{n(r)}{n_o} E^2 \, dv}{\int E^2 \, dv} \qquad (4.1.3)$$

où n_o est la densité électronique au centre du tube et n(r) la densité en un point r du rayon du tube.

La distribution radiale de la densité est supposée uniforme sur le rayon du faisceau et nulle en dehors, ce qui se justifie par le fait que les électrons diffusent peu à l'extérieur du faisceau (cf. Appendice 1) et que le faisceau est à peu près homogène radialement.

Si r_1 et r_2 sont respectivement les rayons du faisceau et de la cavité, le facteur η s'écrit pour le mode TE_{011}

$$\eta = \frac{1}{2}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \frac{J_1^2(kr_1/r_2) - J_o(kr_1/r_2)J_2(kr_1/r_2)}{J_o(k)J_2(k)}$$

où k est le premier zéro de J_1.

Dans les conditions utilisées, r_2 = 50 mm, ce qui donne :

$$\eta = 7.10^{-3}$$

Dans l'hypothèse où $\nu_{eff}^2 << 4\pi^2 f^2$, la densité électronique est alors reliée au décalage en fréquence par la formule numérique

$$n_e = 1{,}8.10^{10}\ \Delta f\ cm^{-3}$$

où Δf est exprimé en MHz.

1.3.2. Automatisation de la mesure

La cavité est excitée sur son mode TE_{011} par le signal H.F. d'une diode pilotée par un varactor (diode Gunn). Elle est insérée dans une boucle à verrouillage de phase dans laquelle elle agit comme un discriminateur de phase. Le montage est représenté schématiquement sur la figure (4.2).

Le signal émis par l'oscillateur est partagé par un coupleur 10 db suivant deux bras dont l'un sert de bras de référence et l'autre de bras de mesure. Le signal de référence et le signal S_1 transmis par la cavité sont mélangés et le signal résultant est amplifié. La tension V_1 à la sortie de l'amplificateur A_2 est la

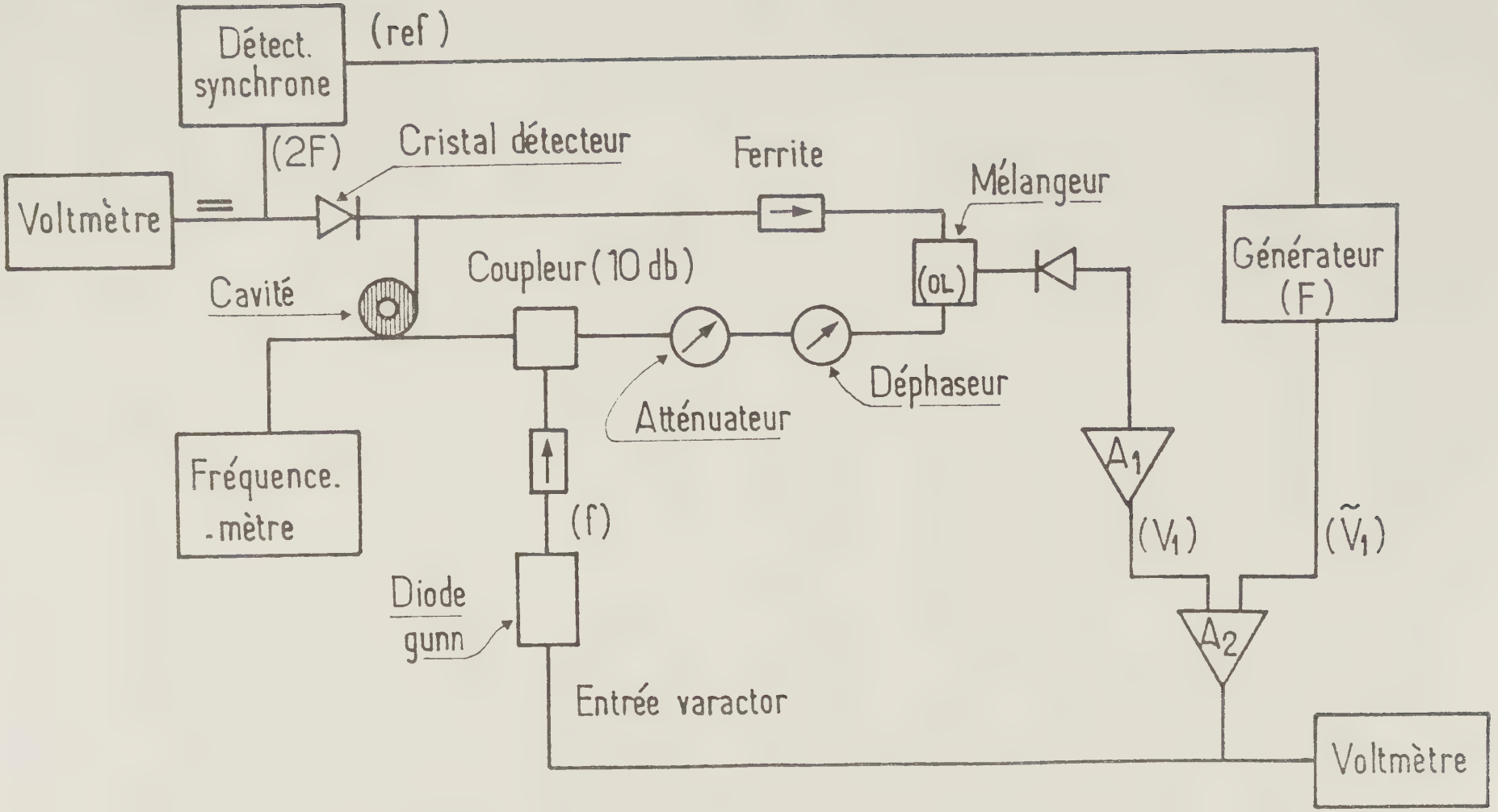


Figure (4.2) : Schéma du montage pour la mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision.

tension d'accord de l'oscillateur. Elle est réinjectée au niveau de la diode dont elle modifie la tension de fonctionnement d'une quantité ΔV_1 qui polarise le varactor de la diode.

La boucle est ajustée de façon que S_1 soit maximum, c'est-à-dire que la fréquence de l'oscillateur soit accordée sur la résonance.

La modification de la fréquence de résonance produit donc celle de la fréquence de l'oscillateur qui reste alors à l'accord. La gamme de bouclage du système, c'est-à-dire celle pour laquelle l'oscillateur "suit" la fréquence de résonance de la cavité, est fixée par les gains des amplificateurs A_1 et A_2, la sensibilité du varactor et du mélangeur et par le couplage entre S_1 et le signal de l'oscillateur. Dans notre expérience, elle est d'environ $\pm$ 10 MHz.

Le temps nécessaire pour produire une tension continue après la modification de la fréquence de résonance a été limité à 1 ms dans notre cas.

La comparaison de la tension V_1 en présence du plasma à la tension V_{10} à vide est une mesure du décalage en fréquence Δf. L'étalonnage tension-fréquence est fait en mesurant simultanément la fréquence de l'oscillateur sur un fréquence-mètre et la tension V_1 sur un voltmètre.

Le coefficient de surtension Q de la cavité est mesuré en additionnant à V_1 un signal alternatif $\tilde{V}_1 = A \cos \Omega t$ avec Ω beaucoup plus grand que la largeur de bande de l'amplificateur A_1. Le montage est également schématisé sur la figure (4.2). Il en résulte une modulation du signal H.F. Nous n'entrerons pas dans le détail qui sera trouvé à la référence [21]. On conçoit cependant que moduler la fréquence revient à se déplacer autour du sommet de la courbe de résonance de façon à en mesurer la courbure, celle-ci portant finalement les mêmes informations que la largeur à mi-hauteur liée au coefficient de surtension.

Le signal S_1 transmis en modulant ainsi la fréquence contient une composante continue et une composante de fréquence 2Ω On montre que le rapport des deux composantes est lié à $\frac{1}{Q^2}$ de telle sorte que

$$\rho = (S_1)_= / (S_1)_{2\Omega} \simeq (f/Q\delta f)^2$$

où δf est l'excursion en fréquence autour de la résonance, sous l'effet de la modulation.

L'utilisation de cette méthode de mesure implique que $Q\delta f << f$. On satisfait cette condition en choisissant $\tilde{V}_1$ aussi petit que possible. Mais alors la composante alternative doit être mesurée sur un détecteur ultra sensible tel qu'un détecteur synchrone.

La composante continue est mesurée sur un voltmètre. Le facteur de proportionnalité entre $\rho^{1/2}$ et $1/Q$ est calculé par une technique classique consistant à mesurer la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance à vide.

Le temps de réponse du système étant, comme nous l'avons dit, de l'ordre de la milliseconde, les deux méthodes de mesure décrites s'appliquent bien à l'étude d'un plasma non stationnaire tel que celui étudié, dont le temps d'évolution est très supérieur à ce temps de réponse.

Il faut également noter que les fréquences de collision mesurées sont au maximum de quelques 10^{10} s^{-1}. L'hypothèse $\nu_{eff}^2 << \omega^2$ est donc toujours vérifiée, f étant de l'ordre de 10 GHz.

2. METHODE DE DEPOUILLEMENT

Le dépouillement des résultats se heurte à deux problèmes fondamentaux qui doivent être résolus si l'on veut comparer les mesures au modèle théorique : la détermination de l'espèce ionique

prépondérante dans le plasma et celle du courant effectif du faisceau de protons dans la cible gazeuse.

La présence d'azote neutre dans le néon est facilement détectable par spectrométrie de masse. On pourrait envisager d'étendre la méthode à la détection des ions N_2^+ et N_4^+ mais on se heurte alors aux difficultés inhérentes à l'extraction de ces ions du gaz à haute pression, ce qui exclut une étude quantitative. Par ailleurs, les méthodes de spectroscopie optique d'émission ne permettent que l'observation des ions N_2^+ dont les raies sont bien connues. Il existe par contre peu de renseignements sur les ions N_4^+.

Dans ces conditions, on se contente d'admettre, sous réserve de vérification ultérieure, que l'espèce ionique prépondérante est N_2^+ au moment de l'établissement du plasma et N_4^+ au bout d'un certain temps correspondant à la fin de la diminution de la densité électronique.

Quant au courant du faisceau, on a vu que dans la configuration décrite au paragraphe (1.2), il est mesuré au moyen d'une cage de Faraday située en aval de la cavité hyperfréquence. Compte tenu de la divergence du faisceau liée à la présence de gaz, il est clair qu'une mesure du courant en présence de gaz ne donne pas la valeur réelle à l'endroit où la densité et la fréquence de collision sont mesurées. On se contente donc de mesurer le courant I_M à vide, celui-ci étant lié au courant réel I par une relation de la forme

$$I = \lambda I_M$$

où λ est un facteur inconnu qu'il faut aussi déterminer.

La confrontation calcul-expérience fournit de façon relativement simple une solution au double problème de cette calibration et de l'identification de l'ion. En effet, on rappelle (cf. chapitre III) que les lois de variation de la densité et de la fréquence de collision avec la pression P et le courant I sont

de la forme :

$$\{n_e, \nu_{eff}\} = A_{1,2}\ P^{\gamma_{1,2}}\ I^{1-\gamma_{1,2}}$$

Tout couple $\{n_e, \nu_{eff}\}$ obéit donc à une loi de la forme,

$$\frac{\nu_{eff}^{q}}{n_e} = B_q\ P^{q-1}$$

loi indépendante du courant, mais dépendante de l'espèce ionique. Les valeurs de q et de B_q sont données dans le tableau ci-dessous pour N_2^+, N_4^+ et Ne_2^+ à titre comparatif.

Ne_2^+	$\nu_{eff}^{2,02}/n_e = 1,08.10^{7}\quad P^{1,02}$
N_2^+	$\nu_{eff}^{1,965}/n_e = 6,06.10^{6}\quad P^{0,965}$
N_4^+	$\nu_{eff}^{2,635}/n_e = 5,935.10^{12}\ P^{1,635}$

Pour chaque couple $\{n_e, \nu_{eff}\}$ mesuré, on prend le coefficient q comme valeur d'essai et connaissant la pression, on en déduit un coefficient B_{exp} que l'on compare à B_q. L'erreur commise sur B_{exp} est liée à celles commises sur n_e et ν_{eff} que nous avons respectivement estimées à 10 et 15 %. De ce fait, on obtient, pour $\frac{\Delta B_{exp}}{B_{exp}}$, 40 % dans le cas de N_2^+ et 50 % dans le cas de N_4^+. Ces erreurs peuvent paraitre élevées;cependant, on peut calculer qu'un couple $\{n_e, \nu_{eff}\}$ vérifiant la loi relative à N_2^+ dans sa limite supérieure ne peut simultanément vérifier celle relative à N_4^+ dans sa limite inférieure. Autrement dit, l'espèce ionique prépondérante est connue de façon non équivoque.

Une fois l'espèce ionique déterminée, on déduit le courant réel de la comparaison entre les valeurs théorique et expérimentale de la densité*. On utilise pour cela la loi explicitée plus

*On choisit de préférence n_e plutôt que ν_{eff} pour déterminer le courant car l'erreur commise est ainsi plus faible.

haut qui conduit à la relation

$$I = \left(n_{e(exp)} \frac{P^{-\gamma_1}}{A_1} \right)^{1/1-\gamma_1}$$

La méthode de détermination de l'espèce ionique est utilisable pour un point de mesure. Dans le cas d'une série de mesures en fonction de la pression et du courant, sous réserve que l'ion dominant reste le même, on peut procéder différemment en déterminant les lois de variation expérimentales. Ces lois qui sont caractérisées par un exposant γ_j dépendant de l'ion permettent donc de déterminer cet ion et le courant I, c'est-à-dire λ. Ce facteur est déterminé en un seul point et l'on doit vérifier qu'il reste le même pour tous les autres points. En pratique, nous avons déterminé λ pour chaque point puis moyenné les valeurs ainsi obtenues.

3. RESULTATS

L'utilisation de la méthode numérique précédemment décrite permet de conclure que l'ion dominant est N_2^+ dans la période suivant l'allumage. Par la suite, cet ion disparait progressivement en formant des ions N_4^+ qui deviennent prépondérants au bout d'un temps de "saturation" qui varie suivant les conditions de l'expérience.

Ce temps apparait d'autant plus grand que la pression est importante et le courant faible. L'effet de la pression est dû à l'augmentation de la densité électronique et donc du taux de recombinaison, ce qui diminue l'importance relative du taux de création des ions N_4^+ par les ions N_2^+. L'effet du courant peut s'expliquer par une relation directe entre le courant et le dégazage de l'azote par les parois.

Les résultats obtenus au temps initial et au temps de saturation sont présentés sur les figures (4.3), (4.4), (4.5), (4.6) où ils sont confrontés aux trois séries de courbes théoriques calculées pour les ions N_2^+, N_4^+ et à titre de comparaison Ne_2^+.

Ces résultats concernent la variation de n_e et ν_{eff} avec la pression à courant fixé et avec le courant à pression fixée. D'une manière générale, l'accord calcul-expérience est satisfaisant surtout pour ce qui concerne les courbes $n_e(P)$ et $\nu_{eff}(P)$. Les variations avec le courant sont moins probantes par suite de la mauvaise reproductibilité des conditions de focalisation du faisceau, lorsqu'on fait varier l'intensité.

Une méthode des moindres carrés effectuée sur les points mesurés $n_e(P)$, $\nu_{eff}(P)$, permet de déterminer les valeurs expérimentales des exposants γ_1 et γ_2. Leur comparaison avec les valeurs théoriques donne un écart relatif (noté dans la légende des figures correspondantes) qui n'excède pas 9 %.

Pour ce qui concerne les points $n_e(I)$, $\nu_{eff}(I)$, on ne peut déterminer précisément γ_1 et γ_2 compte tenu de l'erreur commise sur I liée à celles faites sur n_e et I_M. La première conduit à une erreur sur λ de 15 %. La seconde a été estimée à 5 %. Globalement, I est donc déterminé à 20 % près. Les points expérimentaux s'alignent néanmoins de manière satisfaisante sur les courbes théoriques.

On remarque que pour les fréquences de collision relatives au temps initial, la distinction entre Ne_2^+ et N_2^+ n'est pas très nette. Ceci est dû au fait que les lois dans ces deux cas sont voisines (cf. Chapitre III). L'ambiguïté est cependant levée par l'examen de la densité électronique pour laquelle les deux lois de variation sont bien distinctes.

Enfin, il faut signaler que la validité des résultats obtenus à "saturation", correspondant à l'ion N_4^+ dominant, peut être testée en faisant, pour des conditions données, plusieurs mesures successives, ce qui dans le cas de N_2^+ n'est pas possible, le plasma étant alors non stationnaire.

o o
o

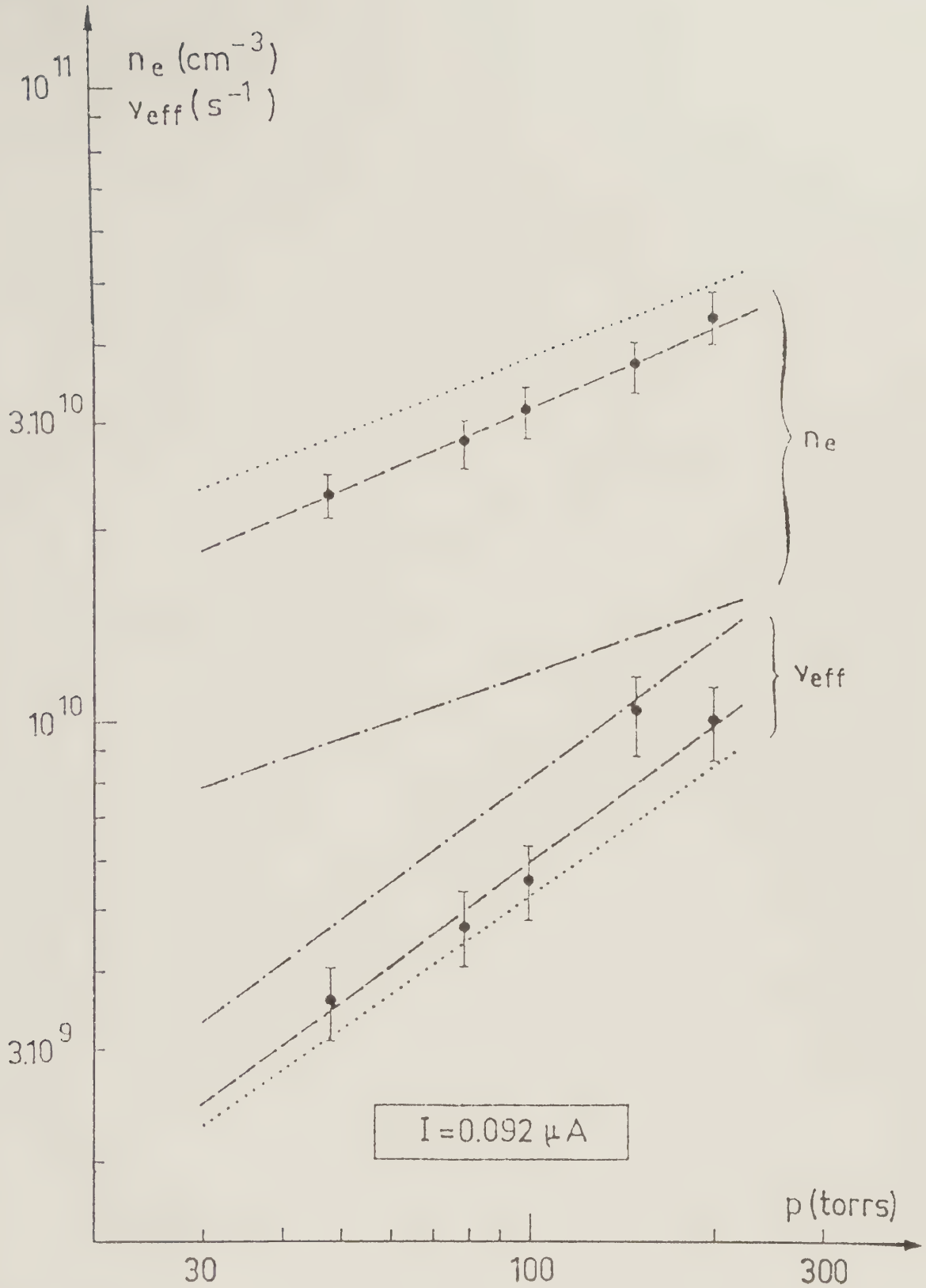


Figure (4.3) : Variation de la densité et de la fréquence de collision des électrons en fonction de la pression pour un courant de faisceau de 0.092 µA. Points expérimentaux mesurés au temps initial (•) et courbes calculées pour trois types d'ions : Ne_2^+(...), N_2^+(---) et N_4^+(-·-). Ecarts théorie-expérience $\Delta\nu_1/\nu_1$ = 6 %, $\Delta\nu_2/\nu_2$ = 4 %.

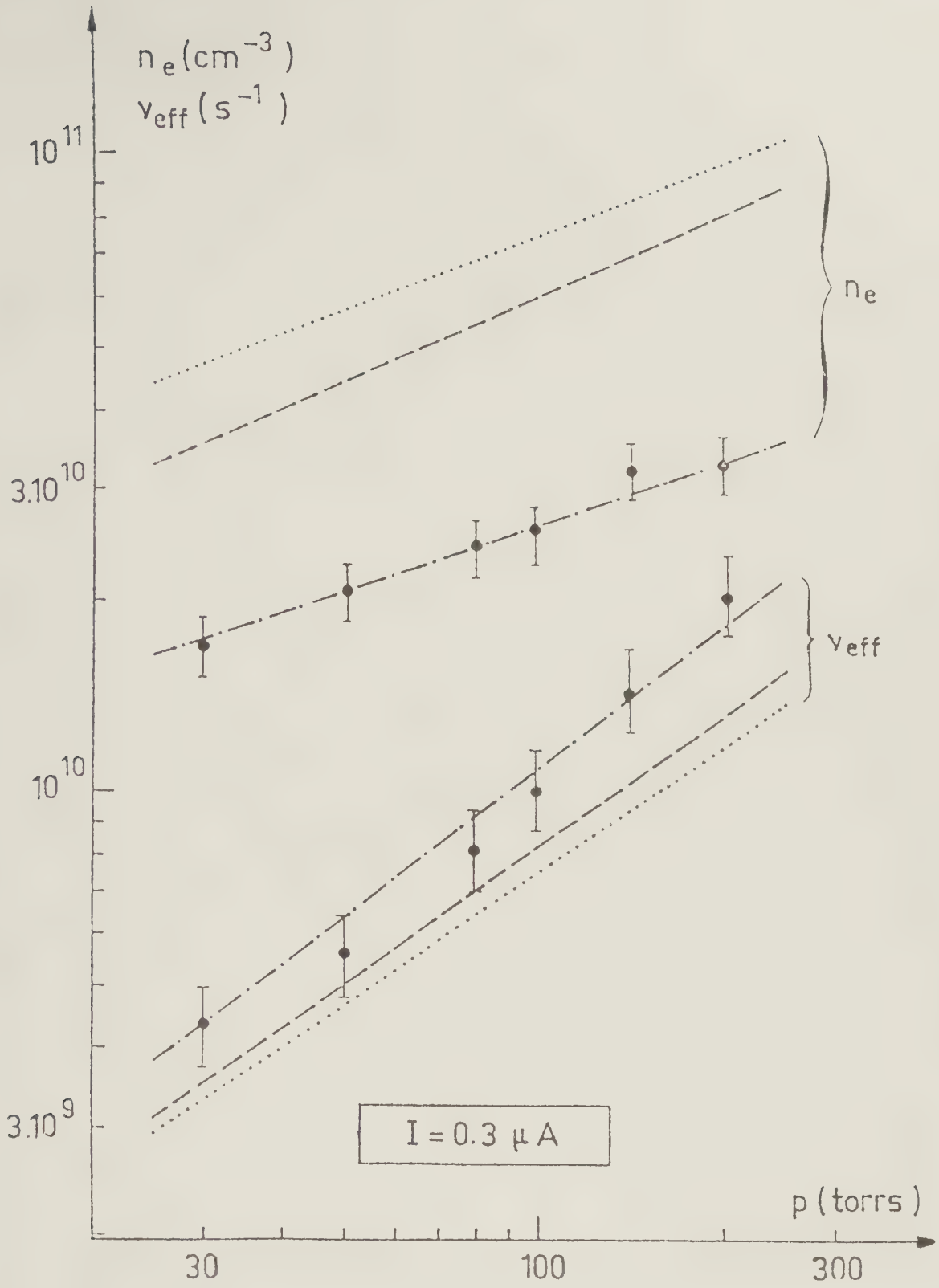
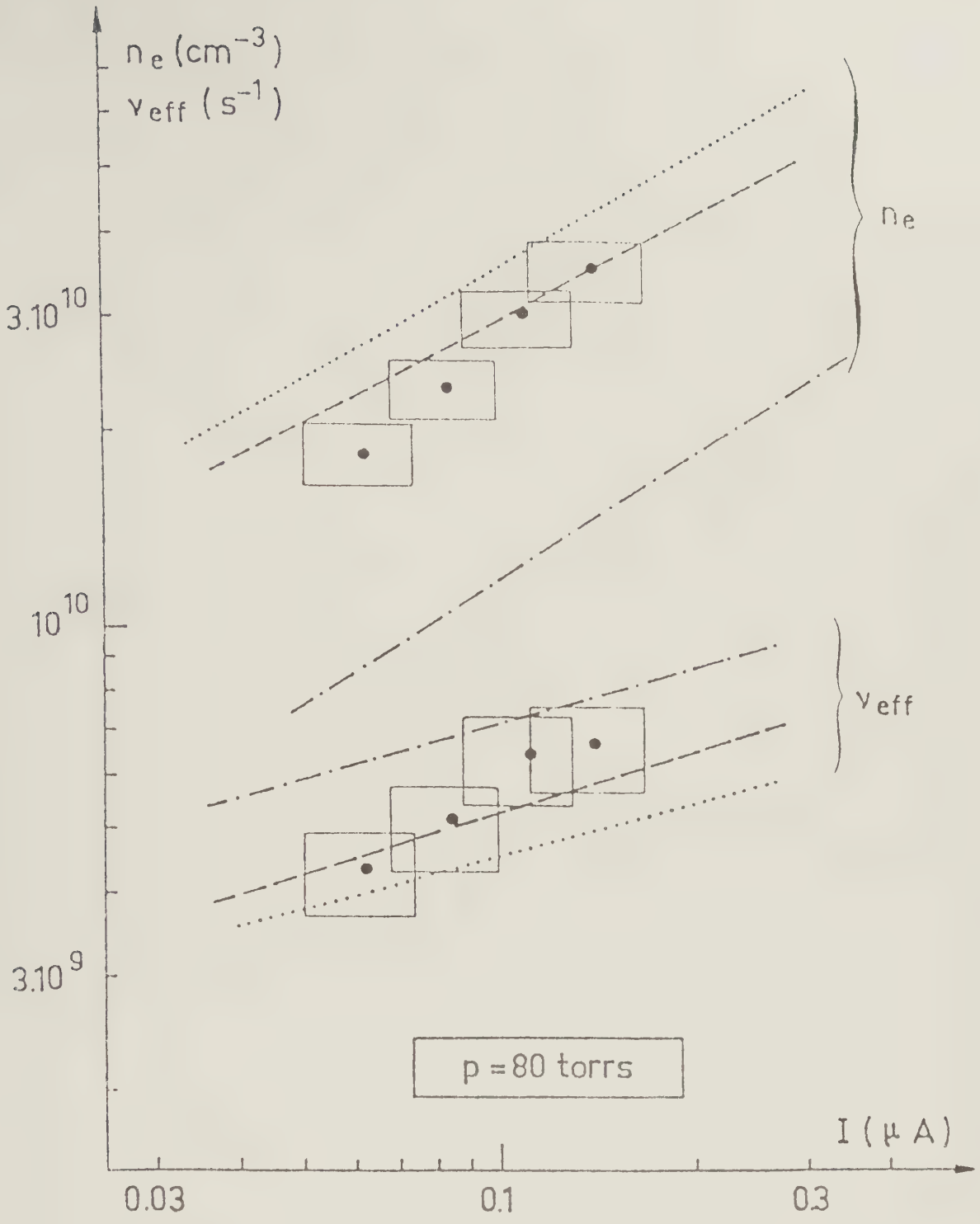


Figure (4.4) : Variation de la densité et de la fréquence de collision des électrons en fonction de la pression à 300 K pour un courant de faisceau de 0.3 μA. Points expérimentaux mesurés au temps de saturation (•) et courbes calculées pour trois types d'ion dominant : Ne_2^+(...), N_2^+(---) et N_4^+(-·-). Ecarts théorie-expérience : $\Delta\nu_1/\nu_1$ = 9 %, $\Delta\nu_2/\nu_2$= 7 %.



Figure(4.5): Variation de la densité et de la fréquence de collision des électrons en fonction du courant de faisceau pour une pression de 27 torrs à 300 K. Points expérimentaux mesurés au temps initial (•) et courbes calculées pour trois types d'ion dominant : Ne_2^+(...), N_2^+(--) et N_4^+(·-·-).

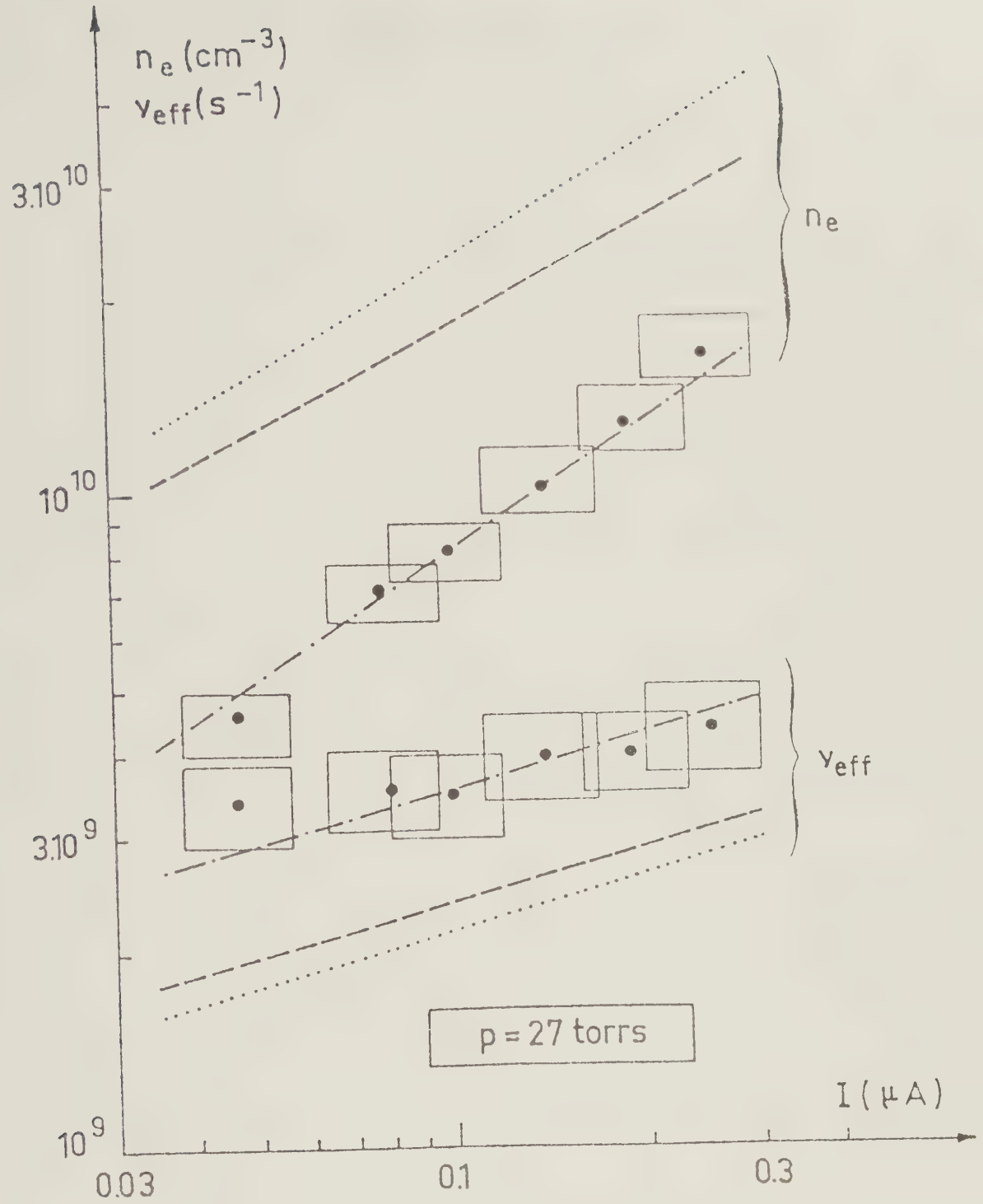


Figure (4.6) : Variation de la densité et de la fréquence de collision des électrons en fonction du courant de faisceau pour une pression de 27 torrs à 300 K. Points expérimentaux mesurés au temps de "saturation" (•) et courbes calculées pour trois types d'ions : Ne_2^+(....), N_2^+(---) et N_4^+(·——·).

CONCLUSION

Un modèle cinétique simple, permettant l'accès à un certain nombre de grandeurs macroscopiques d'intérêt, a été adapté à l'étude d'un plasma de néon contenant de faibles proportions d'azote et créé par un faisceau de protons de 2 MeV. Cette adaptation a été faite par une modification du terme de pertes par recombinaison lié à la nature des ions dominants du plasma supposés être N_2^+ à l'allumage et N_4^+ au bout d'un temps caractérisé par une stabilité temporelle des paramètres du plasma, ces ions résultant d'un transfert total d'ionisation de Ne_2^+ sur l'azote.

La difficulté de mesure de la fonction de distribution dans le domaine des pressions utilisées a nécessité une confrontation indirecte de la théorie à l'expérience au travers de deux moments de f : la densité électronique n_e et la fréquence de collisions effective des électrons sur les neutres, ν_{eff}, l'une et l'autre mesurées par une technique de cavité hyperfréquence.

La confrontation théorie-expérience montre que la variation calculée de n_e et ν_{eff} avec le courant du faisceau et la pression du gaz cible est en accord satisfaisant avec le résultat des mesures. Cet accord apparait aussi bien au niveau de la forme des lois de variation qu'à celui des valeurs absolues, si l'on accepte la normalisation de la densité qui est faite en un point de chaque série de mesures, pour connaitre le courant effectif du faisceau dans la cavité.

Aussi, bien qu'aucune mesure directe de la fonction de distribution n'ait été faite, le bon accord entre les résultats expérimentaux et le calcul des moments de f constitue une présomption favorable de la validité des hypothèses sur lesquelles repose le calcul de f.

Cette distribution se compose toujours d'une partie quasi-maxwellienne à basse énergie, de température T_M, et d'une queue à variation lente dans la région des énergies moyennes. La densité n_e étant essentiellement déterminée par la première partie , son ordre de grandeur n'est pas très différent de celui que l'on pourrait estimer au moyen d'un bilan purement macroscopique, du type

$$n_e \simeq \sqrt{S/\alpha(T_M)}$$

ce qui traduit l'équilibre entre la source d'ionisation et les pertes par recombinaison. Le coefficient α varie avec T_M suivant une loi en $T_M^{-\gamma}$ où $\gamma \lesssim 1$ de sorte que α n'est pas très sensible à la variation de température. De ce fait, puisque $S \propto PI$, en première approximation, la densité électronique varie comme la racine carrée de la pression et du courant. L'écart de la loi de variation de n_e déduite du calcul de f à cette loi simpliste traduit justement la variation de T_M, variation dont on a montré qu'elle met en jeu les échanges d'énergie avec les électrons de la queue de distribution.

De même, la fréquence ν_{eff} est très sensible à la région de transition entre les deux parties de la distribution. Son évolution traduit donc celle de T_M mais aussi de l'énergie moyenne par l'intermédiaire de la queue de distribution.

Comme on pouvait s'y attendre, la description microscopique du plasma apporte donc des renseignements qu'un simple modèle macroscopique ne pourrait donner, la forme de la fonction de distribution affectant de manière essentielle la valeur des moments mesurés.

Finalement, ce travail montre qu'il est possible, en se limitant à des énergies inférieures à quelques eV de développer un calcul auto-consistant en prenant en compte tous les processus élastiques mais en excluant les réactions inélastiques dont les sections efficaces sont souvent mal connues. En particulier, la connaissance du terme source n'est nécessaire que sous sa forme intégrale, c'est-à-dire par le nombre d'électrons créés par unité

de volume et de temps. Le domaine d'énergie couvert permet, si la "température" électronique n'est pas trop élevée, de calculer les caractéristiques macroscopiques essentielles des électrons.

Ce modèle est basé sur les hypothèses que les pertes en électrons ont lieu à basse énergie et les créations à haute énergie. Il est ainsi applicable à des plasmas créés à forte pression ; dans ce cas, les pertes sont en effet dominées par la recombinaison dont on sait qu'elle est efficace à faible énergie. De plus, l'énergie moyenne des électrons est alors faible puisque la thermalisation sur les neutres est efficace. Ceci assure donc la convergence du moment "densité" sur une gamme d'énergie peu étendue. La seconde hypothèse ne s'applique que si les électrons créés ont une énergie élevée. Tel est le cas du plasma étudié et à l'évidence, de ceux créés par des ions ou des électrons de vitesse comparable aux protons de notre expérience.

On montre que ce modèle est toujours valable si un champ électrique est introduit dans le calcul (cf. Appendice 5). Pour des champs modérés, la "température" reste inférieure à 1'eV dans la gamme des pressions et des courants utilisés, ce qui assure encore la convergence de la densité.

La validité du modèle apparaît ainsi vérifiée pour un certain nombre de plasmas d'intérêt. Un tel calcul n'entre pas en concurrence avec des calculs élaborés prenant en compte l'ensemble des processus inélastiques puisqu'il a pour but de déterminer de la façon la plus simple possible la partie à basse et moyenne énergie de la distribution, suffisante pour calculer un certain nombre de paramètres macroscopiques. Cependant, certains de ces modèles peuvent en tirer profit ; en particulier, il peut servir de conditions aux limites pour des calculs du type Monte-Carlo dans lesquels le terme de recombinaison, dépendant de la solution à basse énergie, n'est pas connu.

o o
o

APPENDICES

APPENDICE 1

CALCUL DE LA "LONGUEUR DE DIFFUSION" DES ELECTRONS PENDANT LEUR DUREE DE VIE MOYENNE

Nous nous proposons de calculer la longueur sur laquelle diffusent les électrons pendant leur durée de vie, c'est-à-dire

$$\Lambda = (D_a \tau_R)^{1/2} \qquad (1)$$

où τ_R est la durée de vie moyenne des électrons et D_a le coefficient de diffusion ambipolaire. On peut en effet montrer que la longueur de Debye est très inférieure au rayon du tube, ce qui justifie l'hypothèse de diffusion ambipolaire.

Afin de maximiser la valeur de Λ, nous nous placerons dans une situation où τ_R est le plus grand possible soit environ 10^{-3} s. Le coefficient de diffusion D_a est donné en ordre de grandeur par la relation[9] :

$$D_a \simeq D_i\left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \qquad (2)$$

D_i étant le coefficient de diffusion libre des ions, T_i leur température que l'on supposera, ainsi que celle des neutres, égale à 300 K, et, enfin, T_e la température électronique.

Le coefficient D_i se déduit à partir de la mobilité ionique réduite μ_{io} que nous prendrons comme à la référence [9] égale à 6,5 $cm^2\ eV^{-1}\ s^{-1}$.

Pour une température T_e cinq fois supérieure à celle des neutres, ce qui correspond aux conditions de notre expérience, on obtient donc finalement

$$D_a \simeq 8{,}4.10^{-4}/P \ cm^2\ s^{-1}$$

$$\Lambda \simeq 9{,}2/P \ cm \qquad (P \text{ en torrs})$$

Pour la pression minimum utilisée, on trouve ainsi que $\Lambda \simeq 3$ mm ce qui constitue une valeur extrême. En réalité, la durée de vie des électrons est plus faible d'au moins un ordre de grandeur que celle utilisée dans ce calcul, ce qui conduit à $\Lambda < 1$ mm.

Ceci montre que les électrons disparaissent principalement par recombinaison en volume.

o o
o

APPENDICE 2

COLLISIONS SUPERELASTIQUES

1. CALCUL DE LA FREQUENCE DES COLLISIONS SUPERELASTIQUES

Nous ferons l'hypothèse que seul le métastable $^3P_2$ existe, celui-ci étant en général plus peuplé que ^3P_o [22]. Dans ces conditions, les collisions superélastiques se produisent par la réaction

$$N_e(^3P_2) + e^- \xrightarrow{\beta_e} N_e + e^- \qquad (1)$$

où $\beta_e = 2,7.10^{-16}\ m^3\ s^{-1}$ [22]

Si n^* est la densité de métastables, la fréquence de collision électron-métastable ν_{eM} s'exprime par la relation

$$\nu_{eM} = n^*\beta_e \qquad (2)$$

Il est donc nécessaire de connaître n^* pour déterminer ν_{eM}. Si S est la source d'ionisation, c'est-à-dire le nombre total d'électrons créés par unité de volume et de temps, et S_x la source de métastables, on estime généralement que leur importance relative est bien représentée par une relation du type [6]

$$S_x = \frac{S}{0,53} \qquad (3)$$

Les métastables disparaissent soit par collisions superélastiques, soit par collisions Penning de telle sorte que la relation d'équilibre entre la source et la perte de métastables a pour expression

$$\beta_e n^* n_e + \beta_{mm} n^{*2} - S_x = 0 \qquad (4)$$

β_{mm} étant le taux de collisions Penning, $\beta_{mm} = 3,7.10^{-16}\ m^3\ s^{-1}$ [22].

Quant aux électrons, leur loi de conservation est

$$S = \alpha n_e^2 \qquad (5)$$

où α est le coefficient de recombinaison.

Résolvant le système d'équations (4) et (5), on obtient :

$$n^* = \left\{ -\frac{a}{2}\sqrt{\frac{S}{\alpha}} + \left[S\left(\frac{a^2}{4\alpha} + \frac{1}{0,53\beta_{mm}} \right) \right]^{1/2} \right\} \qquad (6)$$

avec $a = \beta_e / \beta_{mm}$

Ainsi qu'à la référence [3], le terme source correspondant aux conditions de notre expérience est donné par la relation

$$S = 765\ NI \quad \text{en unités MKS}$$

où N est la densité de neutres et I le courant du faisceau.

Si l'on s'intéresse tout d'abord à un ordre de grandeur de n^*, il suffit de donner à α une valeur approchée correspondant par exemple à une maxwellienne à 300 K soit, pour l'ion Ne_2^+ [8]

$$\alpha_o = 1,8.10^{-13}\ m^3\ s^{-1}$$

Dans ces conditions, la relation (6) donne

$$n^* \simeq 3,5.10^{17}(PI)^{0,5}\ m^{-3} \qquad (7)$$

où la pression P est exprimée en torrs et le courant I en µA, ce qui conduit à une valeur de la fréquence de collisions super-élastiques voisine de

$$\nu_{eM} = 100(PI)^{0,5}\ s^{-1} \qquad (8)$$

En confrontant les expressions (5) et (6), on calcule que $n^* \simeq 30\ n_e$.

2. INFLUENCE DES COLLISIONS SUPERELASTIQUES POUR L'ENSEMBLE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES RENCONTREES

Il est aisé de vérifier à partir de la relation (6) que, compte-tenu des ordres de grandeur des différents coefficients, celle-ci peut être approximée par

$$n^* \simeq n_e\left(\frac{\alpha}{0,53\beta_{mm}}\right)^{1/2} \qquad (9)$$

L'importance des collisions superélastiques est ainsi liée de façon directe à la valeur de α. Si l'on veut prendre en compte de manière plus réaliste les conditions de l'expérience, il est donc nécessaire d'affecter à α non plus la valeur α_o mais sa valeur efficace, calculée numériquement pour la distribution correspondante, par la relation

$$\langle\alpha\rangle = \frac{4\pi}{n_e}\int_o^\infty \alpha(w)w^2 f dw$$

Le calcul effectué pour les trois types d'ions conduit aux expressions :

$$\langle\alpha_{Ne_2^+}\rangle = 4,69.10^{-14}(P/I)^{0,174}$$

$$\langle\alpha_{N_2^+}\rangle = 1,04.10^{-13}(P/I)^{0,112}$$

$$\langle\alpha_{N_4^+}\rangle = 1,57.10^{-13}(P/I)^{0,328}$$

en unités MKS, P étant exprimé en torrs et I en µA.

Il est alors aisé de déterminer le rapport $\nu_{eM}/\langle\alpha\rangle n_e$, soit le nombre de collisions superélastiques effectuées pendant la durée de vie moyenne des électrons. Quelles que soient les valeurs de P et de I compris dans le domaine expérimental $30 < P < 500$ torrs ou plus, $10^{-2} <$ I < quelques µA, on peut voir que ce nombre reste toujours inférieur à 10^{-1}.

o o
o

APPENDICE 3

DISTRIBUTION EN ENERGIE DES ELECTRONS PRIMAIRES CREES PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MeV DANS DU NEON

Soit $\frac{d\sigma}{dT}(T,E)$ la section efficace différentielle de production d'électrons d'énergie T par une particule incidente d'énergie E. Par unité de longueur dz, le nombre d'électrons créés par électron-volt par une particule incidente est

$$\frac{dn}{dTdz} = N \frac{d\sigma}{dT}(T,E) \qquad (1)$$

où N est la densité des particules cibles (c'est-à-dire dans notre cas du néon).

On peut alors calculer la distribution en énergie des électrons créés par unité de temps, c'est-à-dire le nombre d'électrons $\frac{dg}{dt}$ produits par unité de volume et de temps et par électron-volt. Si n_1 est la densité de particules du faisceau incident et w_1 leur vitesse, ce nombre est donné par la relation

$$\frac{dg}{dt} = \frac{dn}{dTdz} n_1 w_1 \qquad (2)$$

Or

$$n_1 w_1 = \frac{\vec{j}}{e} = \frac{I}{Se} \qquad (3)$$

où $\vec{j}$, I, S et e représentent respectivement la densité de courant du faisceau, le courant, la section du faisceau et la charge de l'électron.

Dans ces conditions, on obtient

$$\frac{dg}{dt} = \frac{1,98.10^{18}}{r^2} NI \frac{d\sigma}{dT}(T,E) \qquad (4)$$

r étant le rayon du faisceau.

La connaissance de $\frac{dg}{dt}$ passe donc par celle de la section efficace différentielle. Nous avons reporté dans les tableaux A et A' quelques résultats théoriques ou expérimentaux sur ces sections efficaces. Il existe peu de solutions analytiques mais un travail intéressant de Green et Sawada[29] donne une forme empirique de section efficace différentielle déterminée à partir de résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs. Ces formes empiriques sont relatives à l'ionisation par impact de faisceaux d'électrons mais sont applicables à des faisceaux de protons dans la mesure où des protons et des électrons de même vitesse jouent un rôle équivalent[30] pour des énergies suffisamment élevées (de l'ordre du MeV pour les protons). Nous utiliserons par conséquent la forme paramétrée

$$\frac{d\sigma}{dT}(T,E) = \frac{A(E)\ \Gamma^2(E)}{\Gamma^2(E) + (T-T_o)^2} \qquad (5)$$

où

$$E = \frac{m_e}{m_p} E_p \qquad (6)$$

E_p étant l'énergie des protons et E l'énergie d'un électron qui aurait même vitesse que le proton. m_e et m_p sont les masses de l'électron et du proton.

Les valeurs de A(E), Γ(E) et T_o(E) sont tabulées à la référence [29] pour différents gaz. Pour des protons de 2 MeV, équivalents à des électrons de 1,09 keV, on a dans le néon

$$\left.\begin{aligned} A &= 8{,}78.10^{-19}\ cm^2\ eV^{-1} \\ \Gamma &= 23{,}83\ eV \\ T_o &= -7{,}37\ eV \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Le taux d'électrons primaires créés par unité de temps avec une énergie inférieure ou égale à T est :

TABLEAU A

Nature	Réf.	Gaz cible	Particule indicente	Commentaires
Théorique	[23]	Hélium	fragments de fission	Pour une tranche d'énergie dE centrée en E, les flux d'électrons entrant et sortant sont explicités. Prise en compte de toutes les générations d'électrons.
Théorique	[24]	Hélium	Protons	Calcul de section efficace différentielle dans le cadre de l'approximation de Born. Utilisation de fonctions d'ondes "sophistiquées".
Théorique Expérimental	[25]	Non limité	Electrons. Applicable aux protons	Paramétrisation de sections efficaces différentielles expérimentales suivant la forme : $A(I_i/T)^P(T/E)^\Omega \sum_s a_s(T/E)^{\Gamma_s}/T^2$ T = énergie de l'électron produit, E = celle de l'électron incident. Les paramètres p, Ω, Γ_s sont tabulés pour différents gaz
Expérimental	[26]	Hélium	Electrons	Mesures de distribution en énergie d'électrons éjectés par des faisceaux d'électrons de 100 à 2000 eV. Comparaison avec des calculs effectués dans le cadre de l'approximation de Born

TABLEAU A'

Nature	Réf.	Gaz cible	Particule incidente	Commentaires
Théorique	[27]	Non précisé	Electrons	Expression analytique directe d'un terme source. Prise en compte de l'agitation thermique du gaz cible. Calcul dans le cadre de l'approximation de Born mais fonctions d'ondes non explicitées, probablement hydrogénoïdes.
Expérimental Théorique	[28]	Hélium, Argon, Néon	Protons	Analyse théorique de résultats expérimentaux obtenus pour des protons de 0,5 à 1,5 MeV. Mise en évidence de la contribution des couches internes.
Théorique Expérimental	[29]	Non limité	Electrons. Applicable aux protons	Paramétrisation de sections efficaces différentielles expérimentales suivant la forme $A(E)\Gamma^2(E)/(T-T_o)^2 + \Gamma^2(E)$ E et T étant respectivement l'énergie de l'électron incident et éjecté. Les paramètres A, Γ, T_o sont tabulés pour différents gaz.
Théorique Expérimental	[30]	Azote	Protons	Application des travaux de la référence [29] aux résultats expérimentaux de Toburen [31] concernant l'impact d'un faisceau de protons sur N_2

$$S_1(T)/S_1(T_{max}) = \int_o^T \frac{dg}{dt}(T)dT \;/\; \int_o^{T_{max}} \frac{dg}{dt}(T)dT \qquad (8)$$

où T_{max} est l'énergie maximum des électrons primaires.
A partir des relations (4) et (5) et en prenant comme dans le chapitre I T_{max} = 4360 eV (cf. (1.4.3)) pour des protons de 2 MeV, on obtient alors :

$$S_1(T)/S_1(T_{max}) = \left[tg^{-1}\left(\frac{T-T_o}{\Gamma}\right) + tg^{-1}\left(\frac{T_o}{\Gamma}\right)\right]/1{,}265 \qquad (9)$$

Cette fonction est représentée sur la figure (1.5) au chapitre I, et il est facile de calculer que seulement 14 % des électrons créés ont une énergie inférieure à 5 eV.

Calcul de l'énergie moyenne

L'énergie moyenne de la population est définie par la relation

$$\langle T\rangle = \int_o^{T_m} T\,\frac{d\sigma}{dT}(E,T)dT \;/\; \int_o^{T_m} \frac{d\sigma}{dT}(E,T)dT \qquad (10)$$

où nous avons remplacé T_{max} par T_m pour alléger les notations.
Il est facile de vérifier à partir de la relation (5) que :

$$\int_o^{T_m} \frac{d\sigma}{dT}(E,T)dT = \sigma(T_m) - \sigma(0) = A\Gamma\left[tg^{-1}\left(\frac{T_m-T_o}{\Gamma}\right) + tg^{-1}\left(\frac{T_o}{\Gamma}\right)\right] \qquad (11)$$

et

$$\int_o^{T_m} T\,\frac{d\sigma}{dT}(E,T)dT = T_m\sigma(T_m) - \int_o^{T_m} \sigma(T)dT \qquad (12)$$

avec

$$\int_o^{T_m} \sigma(T)dT = A\Gamma^2\left\{\left(\frac{T_m-T_o}{\Gamma}\right)tg^{-1}\left(\frac{T_m-T_o}{\Gamma}\right) - \frac{T_o}{\Gamma}\,tg^{-1}\left(\frac{T_o}{\Gamma}\right) - \frac{1}{2}\,Log\left[\left(\frac{T_m-T_o}{\Gamma}\right)^2 + 1\Big/\left(\left(\frac{T_o}{\Gamma}\right)^2 + 1\right)\right]\right\} \qquad (13)$$

On obtient alors :

$$\langle T \rangle = T_o + \left[\frac{\Gamma}{2} \operatorname{Log} \left\{ \left(\frac{T_m - T_o}{\Gamma} \right)^2 + 1 \Big/ \left(\left(\frac{T_o}{\Gamma} \right)^2 + 1 \right) \right\} \Big/ \left\{ tg^{-1} \left(\frac{T_m - T_o}{\Gamma} \right) \Big/ tg^{-1} \left(\frac{T_o}{\Gamma} \right) \right\} \right] \qquad (14)$$

En prenant comme précédemment $T_m = 4360$ eV, on trouve :

$$\langle T \rangle \simeq 90 \text{ eV}$$

o o
o

APPENDICE 4

SOLUTIONS ANALYTIQUES DE L'EQUATION DE FLUX

1) Cas où $x \to 0$

Au voisinage de $x = 0$, les différents moments de la fonction de distribution, $y_\ell = \int_o^x x^\ell y_1 dx$ (1), peuvent être approximés par les expressions

$$y_\ell \simeq x^{\ell+1} y_1 \qquad (2)$$

Si l'on suppose que l'intégrale y_5 ne s'est pas encore écartée de sa valeur asymptotique $\Phi_5 = \int_o^\infty xy_1 dx$, l'équation des flux donnée par la relation

$$\frac{\partial y_1}{\partial x}\left\{1 + \frac{a}{3}\tau x^{-s}\left(\frac{y_4}{x} + x^2 y_5\right)\right\} = -2xy_1 - a\tau x^{-s} y_1 y_2 + b_k \tau x^{-s} y_k \qquad (3)$$

prend alors, en ne gardant que les termes de plus bas degré, la forme simplifiée :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x}\left\{\frac{a}{3}\tau x^{-s+2}\Phi_5\right\} = b_k \tau x^{-s+k+1} y_1 \qquad (4)$$

Nous distinguerons deux cas suivant que $k \neq 0$ (Ne_2^+, N_2^+) ou $k = 0$ (N_4^+). Les solutions de l'équation (4) sont alors :

$$(5) \quad y_1 = \Phi_1 \exp(\beta x^k), \quad \beta = \frac{3b_k}{ka\Phi_5} \quad \text{si } k \neq 0 \ (k > 0)$$

$$(5') \quad y_1 = \Phi_1 x^\beta, \quad \beta = \frac{3b_k}{a\Phi_5} \quad \text{si } k = 0$$

Les relations (5) et (5') permettent d'étudier le comportement asymptotique, lorsque x est proche de zéro, de la distribution ainsi que des flux G_{ee} et G_{eN} qui lui sont liés (cf. relations (1.3.8) et (1.3.9))

$$G_{eN} = - C_1 x^{s+1}\left(y_1 + \frac{1}{2x}\frac{\partial y_1}{\partial x}\right) \qquad (6)$$

$$G_{ee} = - C_2\left\{y_1 y_2 + \frac{1}{3}\frac{\partial y_1}{\partial x}\left(\frac{y_4}{x} + x^2 y_5\right)\right\} \qquad (7)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes.
Les variations correspondantes sont reportées dans le tableau suivant

	ION N_2^+	ION N_4^+
x	0 →	0 →
y_1	Φ_1 →	0 →
$\frac{dy_1}{dx}$	+	+
G_{eN}	0 →	0 →
G_{ee}	0 →	0 →

2) Cas des grandes valeurs de x

Les termes non linéaires en f correspondant aux collisions électron-électron deviennent faibles (puisque f donc $y_1 \to 0$). Si l'intégrale $y_k = \int_0^x x^k y_1 dx$ relative aux recombinaisons a déjà atteint sa valeur asymptotique $\Phi_k = \int_0^\infty x^k y_1 dx$, l'équation (3) devient :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} = -2xy_1 + b_k \tau x^{-s} \Phi_k \qquad (8)$$

ce qui s'intègre pour donner

$$y_1 = \frac{h}{2} x^{-(s+1)} + \frac{h}{2} \int (s+1) x^{-(s+2)} e^{x^2} dx + h' e^{-x^2} \qquad (9)$$

avec $h = \beta \tau \Phi_k$.

L'intégrale contenue dans l'expression (9) pourrait être de nouveau intégrée mais elle donne des termes à variation plus rapide que le premier terme. En excluant, par ailleurs, le terme à variation exponentielle de la solution physique, comme cela est expliqué au chapitre III, il reste

$$y_1 = \frac{\beta \tau}{2} \Phi_k x^{-(s+1)}$$

soit pour la valeur de s dans le domaine énergétique considéré

$$y_1 = \frac{\beta \tau}{2} \Phi_k x^{-13/3} \qquad (10)$$

On remarque que cette solution annule le membre de gauche de l'équation (8) ce qui traduit le fait que le réchauffement des électrons sur les neutres est négligeable pour les électrons rapides.

Par ailleurs, le flux correspondant qui est exactement compensé par le terme de pertes $R \propto \Phi_k$ reste constant et égal au terme de source S.

3) Solutions analytiques de f en l'absence de collisions coulombiennes

En l'absence de collisions coulombiennes, l'équation (3) s'écrit

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} = -2xy_1 + b_k \tau x^{-s} y_k \qquad (11)$$

Aux grandes valeurs de x, on retrouve l'expression (8) ce qui traduit simplement le fait que les collisions coulombiennes sont inefficaces dans ce domaine.

Aux faibles valeurs de x, la fonction y_k peut être approximée, au moyen de la relation (2) et en ne gardant que les termes de plus bas degré, par

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} = b_k \tau x^{-s+k+1} y_1 \qquad (12)$$

dont la solution est :

$$y_1 = \Phi_1 \exp(\beta_1 x^{\beta_2}) \qquad (13)$$

où $\beta_1 = b_k\tau/\beta_2$, $\beta_2 = k + 2 - s$ avec $s = 3,7$ (cf. Tableau (3.1)). On calcule que β_2 est négatif et donc que y_1 est croissante à l'origine.

4) Comportement du flux G_{eN} dans la région maxwellienne de la distribution

Si T_M est la température de la maxwellienne, dans la région où celle-ci prédomine, on a $f \simeq f_o \cdot \underline{\alpha}\ \exp(-x^2 \frac{T_g}{T_M})$. En reportant f_o dans la relation (6), on obtient

$$G_{eN} = -k_1 f_o x^{s+1}\left(1 - \frac{T_g}{T_M}\right)$$

qui atteint sa valeur extrême lorsque $\frac{dG_{eN}}{dx} = 0$. Or, on a

$$\frac{dG_{eN}}{dx} = \left\{-k_1\left(1 - \frac{T_g}{T_M}\right)\left[(s+1)x^2 - 2x^{s+2}\frac{T_g}{T_M}\right] f_o\right\}$$

L'extrêmum a donc lieu lorsque

$$(s+1) - 2x^2 \frac{T_g}{T_M} = 0$$

soit $$x^2 = \frac{s+1}{2}\frac{T_M}{T_g}$$

Or $$x^2 = \frac{mw^2}{2kT_g}$$ donc on obtient

$$E_{max}\ (eV) = \frac{s+1}{2}\,\frac{kT_M}{e}$$

On vérifie a postériori que ce maximum est bien situé dans la région maxwellienne.

o o
o

APPENDICE 5

ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE

Reprenant le formalisme utilisé, nous introduisons dans les calculs le flux dû au champ électrique $\mathcal{E}$, celui-ci étant supposé alternatif, de fréquence angulaire ω, et homogène. Le flux prend alors la forme[10]

$$G_{\mathcal{E}} = -\frac{4\pi}{3} w^2 \frac{e^2}{m^2} \frac{\mathcal{E}_{eff}^2}{\nu_{eN}} \frac{\partial f}{\partial w} \qquad (1)$$

où $\mathcal{E}_{eff}$ représente le champ électrique effectif défini par

$$\mathcal{E}_{eff}^2 = \frac{\mathcal{E}^2}{\omega^2 + \nu_{eN}^2} \frac{\nu_{eN}^2}{2} \qquad (2)$$

Nous nous limiterons à étudier le cas d'un champ haute-fréquence tel que $\omega^2 >> \nu_{eN}^2$. Cette condition est bien respectée pour la fréquence $\mathcal{F} = \omega/2\pi = 10$ GHz que nous considérerons dans ce qui suit.

Les variations asymptotiques de l'équation des flux ne sont pas modifiées en présence du champ et le système d'équations obtenu est résolu suivant la méthode exposée au chapitre III.

Les distributions calculées sont représentées sur la figure (1). Elles sont relatives au cas de l'ion N_4^+. On remarque l'effet croissant du chauffage avec le champ, effet qui se traduit par un accroissement de la longueur de la maxwellienne, la queue de distribution devenant négligeable pour les forts champs.

La figure (2) montre l'évolution des flux. On observe que G_{ee} et $G_{\mathcal{E}}$ sont du même ordre de grandeur pour $\mathcal{E} = 5$ V/cm alors qu'à 10 V/cm, le flux dû au champ électrique devient très supérieur

à G_{ee}, ce dernier tendant vers zéro. Ceci traduit la "maxwellianisation" accrue en présence d'un champ fort, puisque pour une distribution maxwellienne, le flux G_{ee} serait nul. Cette "maxcellianisation" n'est pas complète néanmoins, et la valeur observée de G_{ee} résulte de l'existence de la queue de distribution.

Comme en l'absence de champ électrique, les lois d'évolution de n_e et ν_{eff} sont données ainsi que celles de T_e dans le tableau A sous la forme

$$\{n_e, \nu_{eff}\} = A_{1,2} P^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}} \quad \text{et} \quad T_e = A_3 (I/P)^{\gamma_3} .$$

On observe une augmentation de la densité électronique avec le champ, qui traduit un accroissement de l'énergie moyenne, tendant à ramener les électrons dans un domaine énergétique où ils se recombinent moins aisément.

Pour les champs forts, de simples bilans en énergie et en nombre de particules permettent d'expliquer les résultats. En effet, on a remarqué que dans l'équation du flux, la contribution de G_{ee} est négligeable. Il en est de même du terme de recombinaison R qui est minimisé par la forte valeur de l'énergie moyenne. Ceci entraîne que $G_{ee} + G_{eN} \simeq 0$. Ainsi, les seuls processus importants sont l'échauffement dans le champ électrique et le refroidissement sur les neutres.

La température de la distribution quasi-maxwellienne qui en résulte est donc calculable à partir du bilan

$$2\frac{m}{M}\nu_{eN}\left(\frac{3}{2}kT_e - \frac{3}{2}kT_g\right) = \nu_{eN} e^2 \mathcal{E}^2 / 2m\omega^2$$

où les membres de gauche et de droite représentent respectivement le taux de perte et de gain en énergie.

Lorsque la température électronique devient très supérieure à celle du gaz, on obtient alors

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{e\mathcal{E}^2}{6\omega^2 m}\frac{M}{m}$$

E (V/cm)		0	2	5	10	14
n_e (cm^{-3})	A_1	$1,25.10^{10}$	$1,22.10^{10}$	$1,22.10^{10}$	$1,16.10^{10}$	$1,34.10^{10}$
	γ_1	0,336	0,348	0,374	0,459	0,488
ν_{eff} (s^{-1})	A_2	$4,78.10^{8}$	$4,66.10^{8}$	$4,614.10^{8}$	$3,93.10^{8}$	$4,64.10^{8}$
	γ_2	0,748	0,761	0,796	0,93	0,977
T_e (K)	A_3	8050	9040	9070	7400	8660
	γ_3	0,341	0,281	0,256	0,109	0,037

TABLEAU A

Lois de variation des paramètres du plasma avec la pression et le courant pour différentes valeurs du champ, P étant exprimé en torrs et I en µA

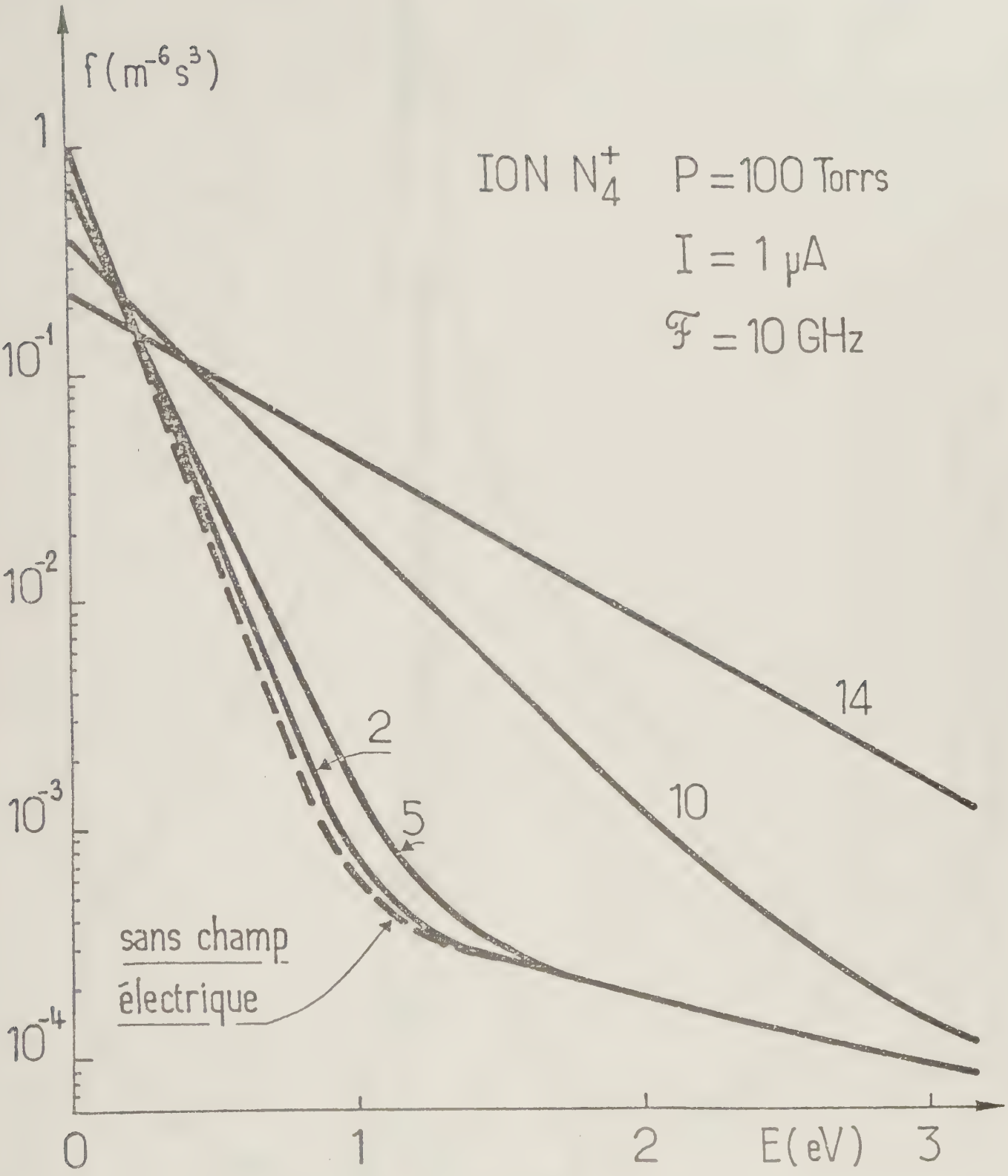


Figure (1)

Modification de la fonction de distribution sous l'effet d'un champ électrique H.F. Les valeurs du champ sont indiquées en V/cm.

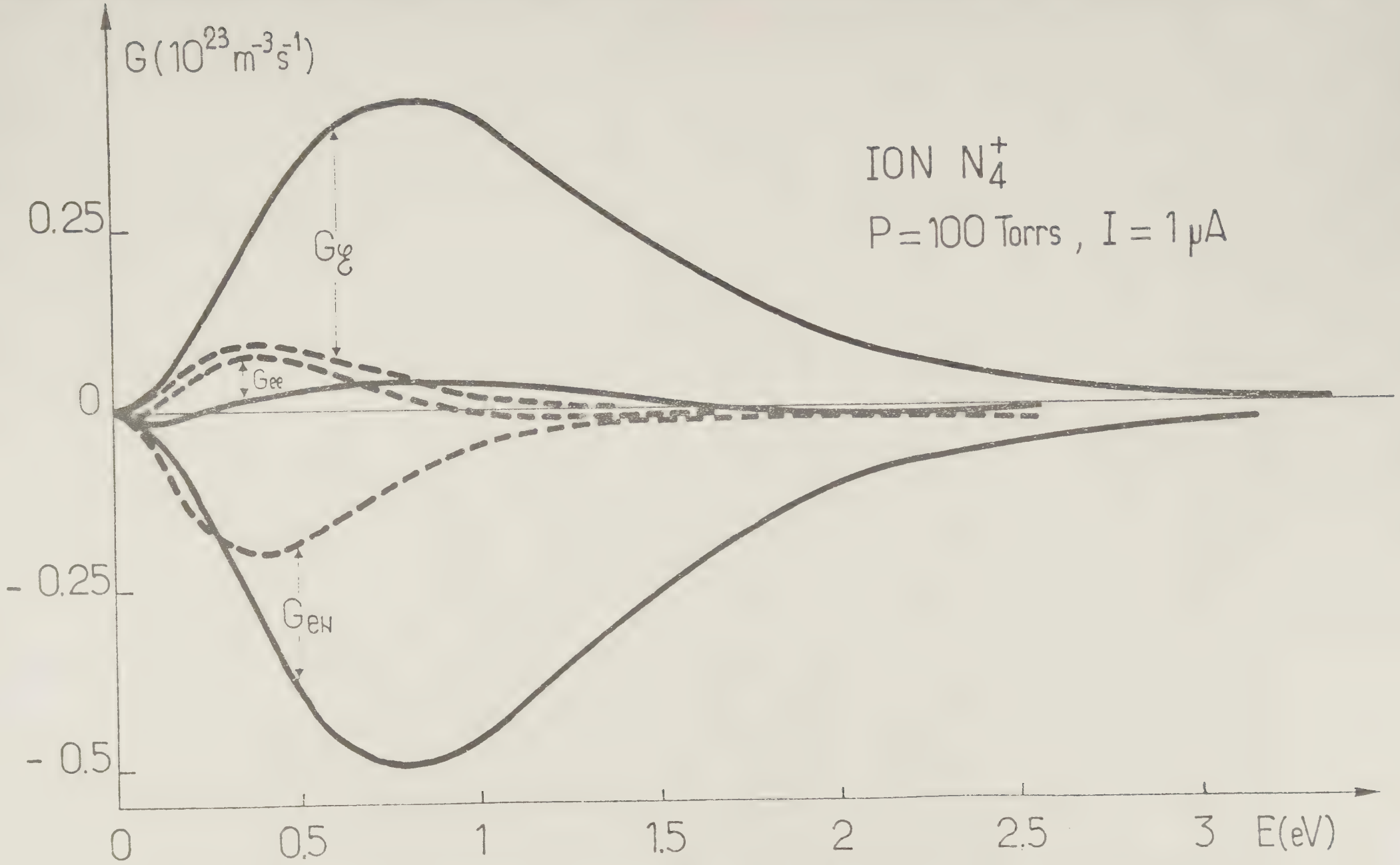


Figure (2) : Flux dans l'espace des vitesses G_{ee}, G_{eN} et $G_{\mathcal{E}}$ en fonction de l'énergie des électrons pour deux valeurs du champ électrique $\mathcal{E}$: 10 V/cm (——) et 5 V/cm (---).

Le fait que T_e ne dépende pas de la pression est évidemment lié à la gamme des fréquences considérées. Ce n'est que dans la limite d'un champ continu que l'on retrouverait le paramètre habituel $\mathcal{E}/P$.

La densité électronique se déduit quant à elle du bilan de particules

$$S = \alpha n_e^2$$

Enfin, on notera que la limite de validité du calcul $\omega^2 >> \nu_{eN}^2$ est respectée jusqu'à une valeur $\nu_{eN} \simeq \nu_{eff} \simeq 4.10^{10}\ s^{-1}$. Par exemple, pour un champ de 10 V/cm et un courant de 1 µA, la pression limite est de 150 torrs.

Pour des champs supérieurs à ceux utilisés dans ce calcul, le modèle n'est plus applicable. Le chauffage de la distribution conduit en effet à une convergence insuffisante des différents moments de f et plus particulièrement de la densité.

Il faudrait par ailleurs tenir compte des processus habituels de claquage.

o o
o

BIBLIOGRAPHIE

[1] D. AUPHELLE. Thèse 3ème cycle Orsay 1978
"Etude d'un plasma créé par un faisceau d'ions rapides".

[2] D. AUPHELLE, F. EUVE, M. FITAIRE, A.M. POINTU et M. VIALLE
Physica, 441C (1979) 1
"Caractéristiques électroniques d'un plasma créé par un faisceau d'ions rapides".

[3] A.M. POINTU, D. AUPHELLE, F. EUVE, M. FITAIRE et M. VIALLE
J. de Physique, 41 (1980) 1101
"Calculation of the electron distribution function of a rare gas nuclear induced plasma".

[4] H.A. HASSAN and J.E. DEESE
Phys. Fluids, 19 (1976) 200
"Electron distribution function in a plasma generated by fission fragments".

[5] W.L. MORGAN
JILA Information Center Report n° 19 (1979)
"A computer Program that Solves the Boltzmann Equation for a Partially Ionised Gas".

[6] B.D. De PAOLA, S.D. MARCUM, H.K. WRENCH and W.E. WELLS
Proc. of 1st International Symposium on Nuclear Induced Plasma and Nuclear Pumped Laser. (Les éditions de Physique, Orsay, France) p. 133.
"Estimations of electron densities and temperatures in ^3He Dominated Plasmas".

[7] A. DALGARNO
Atomic and Molecular Processes - D.R. Bates (1962)
"Range and Energy Loss" p. 623.

[8] J. PHILBRICK, F.J. MEHR and M.A. BIONDI
Phys. Rev., 181 (1969) 271
"Electron Temperature dependence of Recombination of Ne_2^+ Ions with electrons".

[9] J.L. DELCROIX
Physique des Plasmas, Volume 2, Dunod, Paris (1966)

[10] M.A. HEALD and C.B. WHARTON
Plasma diagnostics with microwaves, p. 71, Wiley, New York (1965)

[11] W.P. ALLIS
Hand. Phys., 21 (1956) 383
"Motions of Ions and Electrons".

[12] W.P. ALLIS
Principles of Laser Plasmas, Bekefi Editor, Wiley and Sons, New York (1976)
"The Application of electron Upflux to the calculation of excitation frequencies in glow Discharges". Chap. 6

[13] H.A. BETHE and J. ASHKIN
Experimental Nuclear Physics, Vol. 1, p. 231, Segree Editor (1953)
"Passage of Radiations through Matter".

[14] F.EUVE, M. FITAIRE, J. MARGOT, A.M. POINTU and M. VIALLE
Phys. Lett., 78A (1980) 257
"Radiometric measurements on a plasma induced by a proton beam".

[15] D. AUPHELLE, F. EUVE, M. FITAIRE, A.M. POINTU, M.VIALLE and L. WARTSKY, J. de Physique, C7 (1979) 397
"Study of a nitrogen-neon nuclear induced plasma".

[16] M.A. BIONDI
Can. J. Chemistry, 47 (1969) 1711
"Atmospheric electron-ion and ion-ion recombination processes".

[17] J.Wm. Mc. GOWAN, P.M. MUL, V.S. D'ANGELO, J.B.A. MITCHELL, P. DEFRANCE and H.R. FROELICH
Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 373
"Energy dependence of Dissociative Recombination below 0.08 eV measured with (electron-ion) Merged-Beam technique".

[18] J.N. BARDSLEY
J. Phys. B, 2 (1968) 365
"The theory of dissociative recombination".

[19] A. GOOD, D.A. DURDEN, P. KEBARLE
J. Chem. Phys., 52 (1970) 212
"Ion-Molecule Reactions in Pure Nitrogen and Nitrogen containing Traces of Water at total Pressures 0.5-4 torr".

[20] JEN-SHIH CHANG and J.G. LAFRAMBOISE
Phys. Fluids, 19 (1976) 25
"Probe theory for arbitrary shape in a large Debye length stationary plasma".

[21] M. VIALLE, M. FITAIRE, J. MARGOT, A.M. POINTU
Soumis pour publication à "Rev. Scient. Inst.".

[22] A.B. BLAGOEV and T.K. POPOV
Phys. Lett., 66A (1978) 210
"Investigation of the electron energy distribution function in a neon afterglow plasma".

[23] R.H. LO and G.H. MILEY
I.E.E.E. Transactions on Plasma Science (1974) 198
"Electron energy distribution in a Helium plasma created by nuclear radiations".

[24] K.L. BELL and A.E. KINGSTON
J. Phys. B, 2 (1969) 653
"The ionization of helium by high-energy protons".

[25] A.E.S. GREEN
Tutorial Lecture Series, 13 (1967)

[26] W.K. PETERSON, C.B. OPAL and E.C. BEATY
J. Phys. B, 4 (1971) 1020
"Energy distributions of electrons ejected in ionizing collisions of electrons with helium".

[27] V.V. BODGANOV
Sov. J. Plasma. Phys., 5 (1979) 580
"Ionization of a gas by an alectron beam".

[28] L.H. TOBUREN, S.T. MANSON and Y.K LIM
Phys. Rev. A, 17 (1978) 148
"Energy distributions of secondary electrons : Projectile energy dependence for ionization of He, Ne and Ar by protons".

[29] A.E.S. GREEN and T. SAWADA
J. Atmosp. and Terr. Phys., 34 (1972) 1719
"Ionization cross sections and secondary electron distributions".

[30] B.C. EDGAR, W.T. MILES and A.E.S. GREEN
J. Geophys. Res., 28 (1973) 6595
"Energy Deposition of Protons in Molecular Nitrogen and Applications to Proton Auroral Phenomena".

[31] L.H. TOBUREN
Phys. Rev. A, 3 (1971) 216
"Disbribution in Energy and Angle of Electrons Ejected from Molecular Nitrogen by 0.3 to 1.7. MeV Protons".

o o
o